

ШТАРК-ЭФФЕКТ В ЗВЕЗДНЫХ ВСПЫШКАХ

В.В.СОБОЛЕВ, В.П.ГРИНИН

Поступила 15 апреля 1995

На основе теоретических моделей вспышек звезд типа UV Кита рассматривается образование штарковских крыльев водородных линий. Показано, что при определенных условиях (зависящих от мощности пучка заряженных частиц и их энергетического спектра) могут образовываться очень широкие крылья, простирающиеся на 20 и более ангстрем от центра линии. Наблюдения таких крыльев могут дать ценную информацию об энергетических спектрах частиц, вызывающих вспышку.

1. Введение. В статье авторов [1] было высказано и подробно аргументировано представление о том, что звездные вспышки вызываются нагревом некоторой части атмосферы звезды потоками частиц высоких энергий. Эти частицы порождаются "взрывом" в высоких слоях атмосферы и проникают затем в более глубокие слои - с концентрацией атомов порядка 10^{15} - 10^{17} см⁻³. Сделанные на основе такого представления расчеты различных характеристик непрерывного спектра вспышек в общих чертах подтверждаются наблюдениями, полученными в импульсной фазе звездных вспышек (когда роль быстрых частиц в нагреве газа особенно велика). В последующих работах [2,3] рассматривался процесс нагрева атмосферы отдельно протонами и электронами.

В указанных работах речь шла лишь об излучении в непрерывном спектре. Однако при вспышках наблюдаются и эмиссионные линии, возникающие в среднем в более высоких слоях, чем непрерывный спектр. Вопрос о происхождении таких линий мы рассмотрим позднее, здесь же сосредоточим внимание на поведении крыльев линий. Как известно, крылья линий формируются приблизительно на тех же глубинах, что и непрерывный спектр. Поскольку же согласно нашим представлениям о вспышках концентрация атомов на этих глубинах весьма высока, то большую роль в расширении линий должен играть эффект Штарка.

В настоящей работе на основе построенных ранее [2] моделей вспышек производится расчет крыльев бальмеровских линий, расширяемых эффектом Штарка, и из сравнения с наблюдениями делаются некоторые выводы.

2. Обзор предыдущих работ. Спектральные наблюдения вспышек звезд типа UV Кита показывают (см. обзор [4] и статьи [5-8]), что эмиссионные линии при вспышках резко усиливаются и становятся шире. Уширение частично вызвано эффектом Доплера, обусловленным крупномасштабными движениями газа. Об этом свидетельствует наблюдаемая асимметрия линий: красное крыло линии часто бывает интенсивнее синего, что указывает на движение газа в глубь атмосферы. В газодинамических моделях вспышек [9] это явление объясняется прохождением по атмосфере звезды ударной волны, вызванной быстрым энерговыделением в поверхностных слоях звезды.

Другой причиной уширения линий может быть эффект Штарка. Подобная интерпретация рассматривалась в ранних работах по спектроскопии звездных вспышек [8,10]. Однако в последние годы наметилась тенденция объяснять широкие крылья линий во вспышках случайными движениями газа, аппроксимируя их одной или двумя гауссовскими функциями [5-7, 11-13]. Причины, по которым авторы указанных работ отказались от Штарк-эффекта различны. В одних случаях принятой электронной концентрации 10^{13} - 10^{14} см⁻³ оказалось недостаточно для объяснения наблюдаемых крыльев. В других - штарковский профиль хорошо описывал крыло линий, но расходился с наблюдениями в центральных участках линии, или наоборот. Во всех этих случаях авторы указанных выше работ полагали, что имеют дело с оптически тонкой плазмой. Такое предположение, однако, не соответствует действительности.

3. Оптические толщины звездных вспышек. В работе авторов [1] было показано, что оптическая толщина излучающего газа в импульсной фазе звездных вспышек может быть настолько велика, что он становится непрозрачным не только в линиях бальмеровской серии, но и в бальмеровском континууме. При этом оптическая толщина вспышки непосредственно за бальмеровским скачком $\tau(B_c)$ может достигать значений порядка 10, что соответствует колонковой плотности водородных атомов N_2 , находящихся на втором уровне, порядка 10^{18} см⁻². Легко показать, что оптическая толщина такой вспышки в частотах бальмеровских

линий будет весьма значительной даже в далеких штарковских крыльях линий.

Как известно (см., например, [14]), в штарковском крыле бальмеровской линии коэффициент поглощения имеет вид:

$$k(\lambda - \lambda_0) = CF_0^{3/2} [1 + R(N_e, T)(\lambda - \lambda_0)^{1/2}] / (\lambda - \lambda_0)^{5/2}, \quad (1)$$

где $F_0 = 1.25 \cdot 10^{-9} N_e^{2/3}$; C - постоянная, зависящая от номера линии; $R(N_e, T)$ - медленно меняющаяся функция электронной концентрации N_e , температуры T и номера линии; λ и λ_0 - выражены в ангстремах.

Заметим, что первый член в квадратных скобках учитывает столкновения атомов с протонами, второй член учитывает уширяющее действие электронов, которое, как показывают приведенные ниже расчеты, доминирует в звездных вспышках.

С учетом этого можно написать выражение, связывающее расстояние от центра линии $\Delta\lambda_1 = \lambda_1 - \lambda_0$, на котором оптическая толщина газа в рассматриваемой линии $\tau(\Delta\lambda_1)$ равна единице, с колонковой плотностью атомов водорода, находящихся на втором уровне N_2 :

$$\tau(\Delta\lambda_1) = \int_0^{z_0} n_2 k(\Delta\lambda_1) dz = N_2 k(\Delta\lambda_1) = 1, \quad (2)$$

где n_2 - концентрация атомов водорода на втором уровне, z_0 - геометрическая толщина излучающего газа.

Величину N_2 удобно выразить через оптическую толщину газа $\tau(B_c)$ за бальмеровским скачком (коэффициент поглощения в расчете на один поглощающий атом непосредственно за скачком равен $1.4 \cdot 10^{17}$). Рассчитанные таким путем значения $\Delta\lambda_1$ для электронной концентрации $N_e = 10^{14} \text{ см}^{-3}$ и температуры $T = 10^4 \text{ К}$ представлены на рис. 1 как функция $\tau(B_c)$.

Видно, что в случае мощных вспышек, когда $\tau(B_c)$ достигает значений порядка 10, излучающий газ может быть непрозрачен в крыльях бальмеровских линий до очень больших расстояний от центра: в линии H_α - вплоть до $20 \text{ \AA}$, в линиях H_β и H_γ - до примерно $15 \text{ \AA}$.

4. *Выбор модели вспышек.* Звездные вспышки подобно вспышкам на Солнце характеризуются значительной неоднородностью физических условий. По этой причине области, в которых образуются оптический

континуум вспышки и эмиссионные линии, пространственно не совпадают. Согласно современным представлениям (см. [1], обзор [15] и цитированную там литературу) оптический континуум в импульсной фазе вспышки образуется в плотных слоях, при концентрации атомов 10^{15} - 10^{17} см $^{-3}$, нагреваемых до температур порядка $T=5000$ - 10000 К. Первичный нагрев осуществляется пучками ускоренных частиц (протонами [2] или электронами [3]), имеющих, по-видимому, более жесткий энергетический спектр по сравнению с солнечными вспышками. Важную роль в нагреве самых глубоких слоев вспышки играет лучистая теплопроводность [2,3].

Поверхностные слои вспышки нагреваются до температур порядка (10^5 - 10^7 К) и выше и излучают в основном в ультрафиолетовом и рентгеновском диапазонах. Ударная волна, распространяющаяся из этой об-

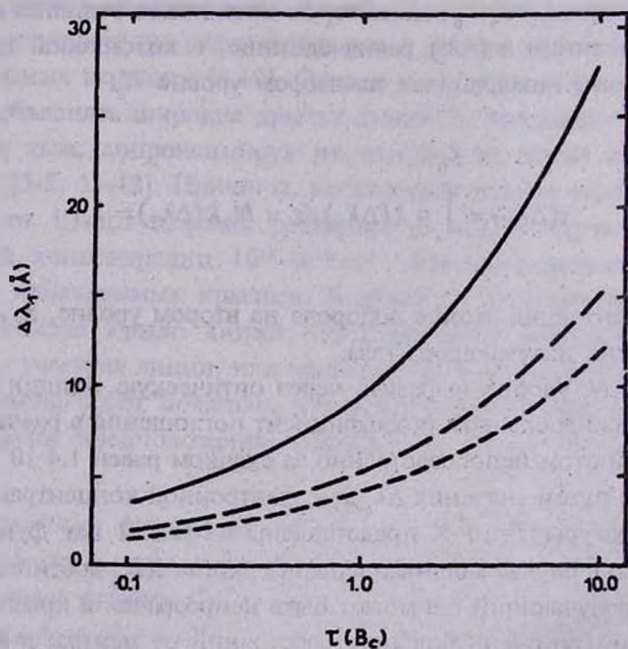


Рис. 1. Расстояние от центра бальмеровских линий в ангстремах, на котором оптическая толщина газа за границей бальмеровской серии равна единице: H_{α} - сплошная линия; H_{β} - пунктир; H_{γ} - штрих-пунктир. Электронная концентрация и температура газа равны: $N_e=10^{14}$ см $^{-3}$, $T_e=10^4$ К.

ласти вспышки вниз, быстро диссипирует при вхождении в слои с концентрацией атомов порядка 10^{15} см^{-3} [9]. Поэтому роль газодинамических эффектов в нагреве плотных слоев атмосферы относительно невелика.

Линейчатый спектр вспышек формируется в более высоких слоях [4], в которых газодинамические эффекты, вызванные быстрым энергосделением, играют весьма важную роль [9]. Однако при расчете крыльев линий можно в хорошем приближении ограничиться рассмотрением самых плотных слоев вспышки, пространственно совпадающих с областью образования континуума вспышки. В случае солнечных вспышек этот факт хорошо известен из наблюдений, так называемых, белых вспышек [16]: широкие крылья линии H_α в них образуются в компактных областях, пространственно совпадающих с "пятнами" непрерывной эмиссии.

5. Метод расчета. С учетом сказанного выше при рассмотрении далеских штарковских крыльев линий можно, во-первых, воспользоваться результатами расчетов [1, 2] областей звездных вспышек, в которых формируется их оптический континуум. Во-вторых, с хорошей степенью точности можно принять, что населенности атомных уровней в этой области вспышки полностью термализованы и могут быть описаны в приближении ЛТР. В этом случае выражение для интенсивности выходящего излучения имеет вид:

$$I(\lambda, \mu) = \int_0^{z_0} [\varepsilon_l(\lambda - \lambda_0, z) + \varepsilon_c(\lambda_0, z)] e^{-\int_0^z [\alpha_l(\lambda - \lambda_0, z') + \alpha_c(\lambda_0, z')] dz'/\mu} dz/\mu, \quad (3)$$

где ε_l и ε_c - объемные коэффициенты излучения в частотах спектральной линии и в континууме соответственно на расстоянии z от верхней границы вспышки. В приближении ЛТР они связаны с соответствующими объемными коэффициентами поглощения и функцией Планка в точке z . Например, $\varepsilon_l(\Delta\lambda, z) = \alpha_l(\Delta\lambda, z) B(\lambda_0, z)$, где $\alpha_l(\Delta\lambda, z) = n_2(z) k(\Delta\lambda, z)$. Заметим, что, следуя [1], при расчете объемных коэффициентов излучения и поглощения во вспышке учитываются свободно-свободные и свободно-связанные переходы атомов водорода и его отрицательных ионов.

В табл. 1 приведены данные о моделях звездных вспышек, для которых были рассчитаны штарковские крылья бальмеровских линий. Согласно [2] они наилучшим образом объясняют цветовые характеристики

Таблица 1

ПАРАМЕТРЫ ПРОТОННЫХ МОДЕЛЕЙ ВСПЫШЕК

 E_1 - пороговая энергия частиц; F_1 - полный поток энергии в пучке на верхней границе вспышки

Модель	E_1 (МэВ)	F_1 (эрг/см ² с)
1	1	1.0E+11
2	1	3.0E+11
3	1	5.0E+11
4	3	5.0E+10
5	3	1.0E+11
6	3	3.0E+11
7	10	1.0E+11

оптического излучения мощных звездных вспышек вблизи максимума блеска. Расчеты выполнены по методике, описанной в [2], в предположении, что первичный нагрев газа осуществляется пучками быстрых частиц. Для определенности принята протонная модель вспышки. Аргументы в пользу этой модели приведены в [2, 17, 18]. Следует, однако, подчеркнуть, что вопрос о доминирующем источнике первичного нагрева газа (протоны или электроны) до конца не выяснен даже для солнечных вспышек. С точки зрения рассматриваемого здесь эффекта Штарка оба механизма нагрева приводят к одним и тем же результатам, если при одинаковых интегральных потоках энергии пучков, энергии электронов в $(m_e/m_p)^{1/2}=43$ раза больше энергии протонов. В этом случае длины свободного пробега частиц, а следовательно, и энерговыделение в единичном объеме газа одинаковы.

В табл. 1 приведены: номер модели, пороговая энергия протонов (их начальный энергетический спектр предполагается степенным с показателем $\gamma=3$) и поток энергии в пучке на верхней границе вспышки.

6. *Результаты расчетов.* На рис. 2-4 приведены результаты расчетов, иллюстрирующие влияние параметров вспышек на штарковские крылья трех главных членов бальмеровской серии. На всех графиках профили нормированы в единицах интенсивности континуума вспышки, на частоте рассматриваемой линии. Наиболее протяженные крылья, как

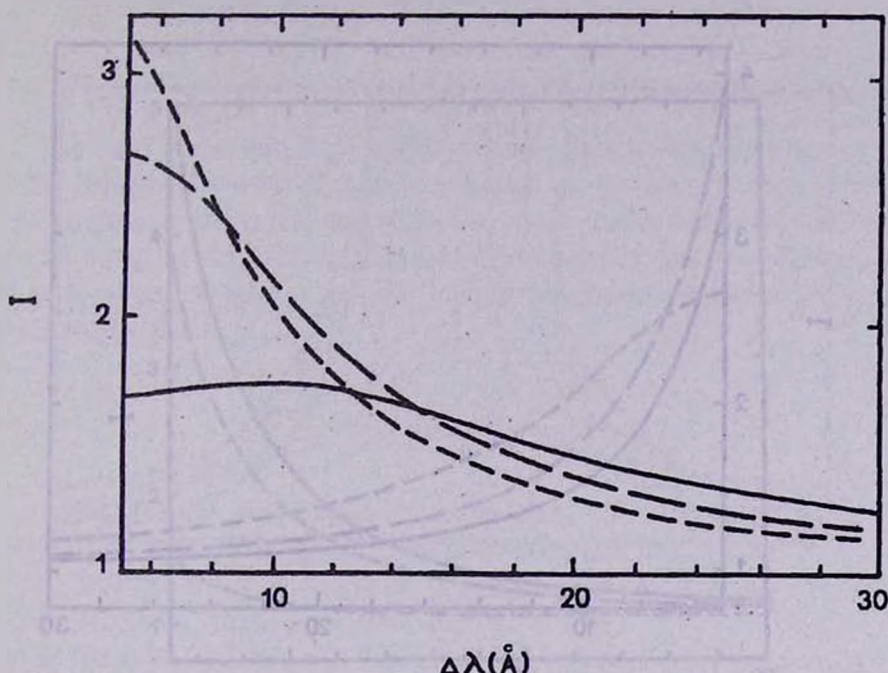


Рис. 2. Пример штарковских крыльев балмеровских линий в модели 6: H_{δ} - сплошная линия; H_{β} - пунктир; H_{γ} - штрих-пунктир. Здесь и далее профили нормированы на интенсивность континуума вспышки на частоте соответствующей линии.

и следовало ожидать, имеет линия H_{δ} (рис. 2), поскольку оптическая толщина газа в частотах этой линии максимальна. Расчеты показывают, что с увеличением мощности вспышки крылья линий вначале усиливаются в результате увеличения температуры и степени ионизации газа. Затем по мере нагрева более глубоких слоев вспышки (за счет лучистой теплопроводности) происходит усиление континуума и, как следствие этого, штарковские крылья на фоне усиливающегося континуума начинают ослабевать (рис. 3).

Вид профиля зависит также от положения вспышки на диске звезды. Расчеты показывают, что при переходе от центра к краю может происходить как ослабление штарковских крыльев линий, так и их усиление.

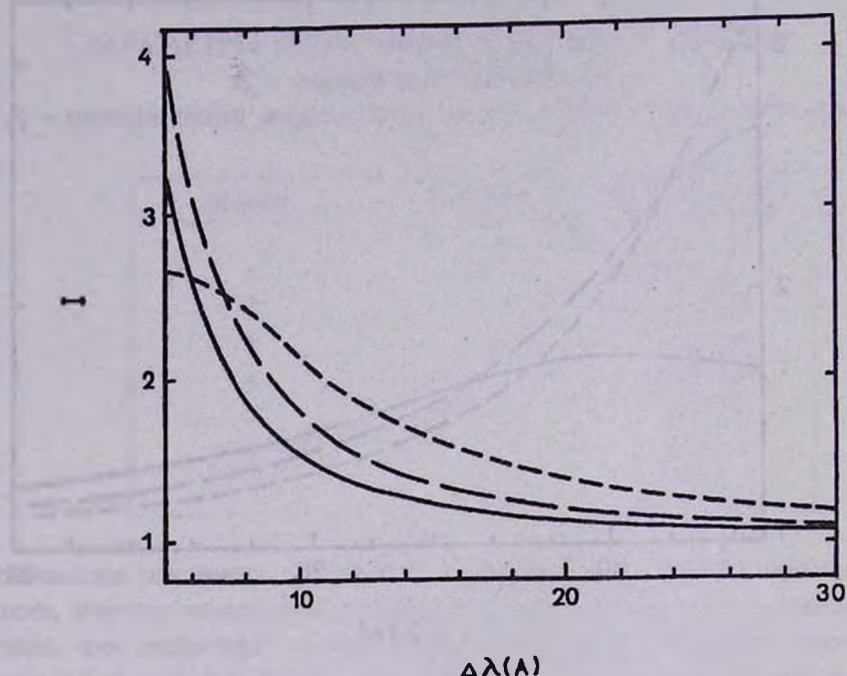


Рис. 3. Зависимость штарковских крыльев линии H_β от мощности вспышки: сплошная линия - модель 4, пунктир - модель 5, штрих-пунктир - модель 6.

Из трех рассмотренных значений пороговой энергии частиц E_1 наиболее интенсивные крылья линий получаются при наименьшем значении этого параметра. Это объясняется тем, что градиент температуры в таких моделях из-за малой длины свободного пробега ускоренных частиц максимален. Поэтому эффективная глубина образования континуума соответствует более низкой температуре газа. Таким образом, усиление крыла линии при уменьшении E_1 это скорее результат понижения интенсивности подложки, чем усиления эмиссии в линии.

На рис. 5 представлены теоретические профили линии H_β , рассчитанные для моделей с пороговой энергией частиц E_1 и результаты наблюдений вспышки EV Lac 1.09.92 из статьи [6]*. Видно, что удовлетвори-

* Мы признательны Р.Е.Гершбергу за предоставленную возможность воспользоваться результатами наблюдений EV Lac до их опубликования.

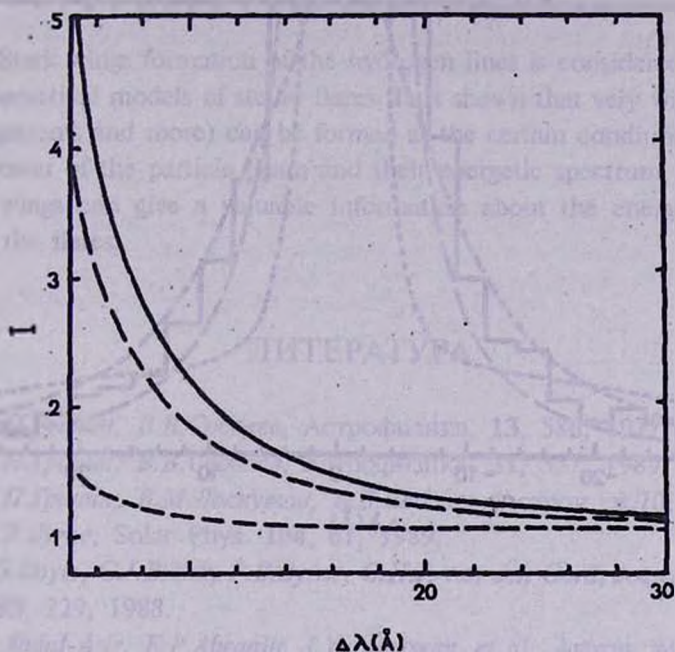


Рис. 4. Штарковские крылья линии H_β в моделях с разными значениями пороговой энергии: $E_1=1$ МэВ - сплошная линия; $E_1=3$ МэВ - пунктир; $E_1=10$ МэВ - штрих-пунктир. Во всех трех случаях поток энергии в пучке один и тот же: $F_1 = 10^{11}$ эрг/см²/с.

тельное согласие с наблюдениями достигается в моделях с потоками энергии $F_1=2-3 \cdot 10^{11}$ эрг/см²/с. Заметим, что электронная концентрация газа в этих моделях достигает значений порядка 10^{15} см⁻³. Сравнение с моделями, рассчитанными для других значений E_1 , показало, что штарковские крылья линии H_β в них заметно слабее наблюдавшихся во вспышке EV Lac.

7. Заключение. Из сказанного выше следует, что наблюдаемые в спектрах мощных звездных вспышек широкие крылья бальмеровских линий могут быть вполне объяснены эффектом Штарка. При этом надо считать, что крылья линий возникают в тех же слоях, в которых образуется

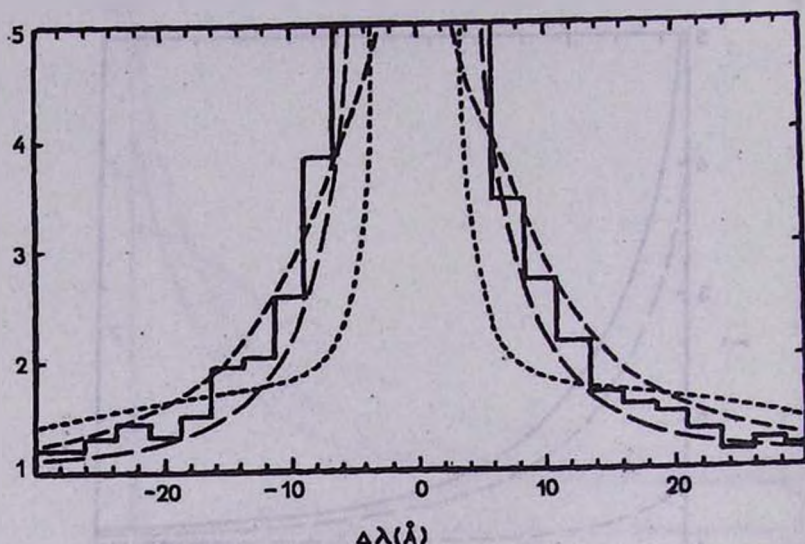


Рис. 5. Сравнение крыльев линии H_{β} , наблюдавшейся в максимуме блеска вспышки EV Лас 1.09.92 (данные работы [6]), с результатами расчетов: модель 1 - пунктир; модель 2 - штрих-пунктир; модель 3 - точки.

непрерывный спектр вспышки. Ранее [2,3] были определены физические условия в области вспышки и показатели цвета выходящего из нее излучения. Теперь показано, что при таких же физических условиях возникают и крылья линий. Одновременные наблюдения показателей цвета и крыльев линий дают возможность более точного определения энергетических спектров частиц, вызывающих вспышку.

Так как широкие крылья линий могут возникать лишь при больших концентрациях свободных электронов, то появление таких крыльев служит еще одним подтверждением взгляда, что оптическое излучение в импульсной фазе вспышек возникает в глубоких слоях атмосфер вспыхивающих звезд.

STARK-EFFECT IN STELLAR FLARES

V.V.SOBOLEV, V.P.GRININ

The Stark wings formation of the hydrogen lines is considered on the base of the theoretical models of stellar flares. It is shown that very wide wings (up to 20 angstroms and more) can be formed at the certain conditions depending on the power of the particle beam and their energetic spectrum. Observations of such wings can give a valuable information about the energetic particles initiated the flares.

ЛИТЕРАТУРА

1. В.П.Гринин, В.В.Соболев, *Астрофизика*, **13**, 586, 1977.
2. В.П.Гринин, В.В.Соболев, *Астрофизика*, **31**, 527, 1989.
3. В.П.Гринин, В.М.Лоскутов, В.В.Соболев, *Астрон. ж.* **70**, 350, 1994.
4. P.B.Byrne, *Solar Phys.* **104**, 61, 1989.
5. J.G.Doyle, C.J.Butler, P.B.Byrne, G.H.J. van den Oord, *Astron. Astrophys.* **193**, 229, 1988.
6. H.Abdul-Aziz, E.P.Abranin, I.Yu.Alekseev, et al., *Astron. Astrophys.*, (in press), 1995.
7. J.G.Doyle, M.Mathioudakis, H.P.Murphy, et al., *Astron. Astrophys.* **278**, 499, 1993.
8. D.M.Zarro, H.Zirin, *Astron. Astrophys.* **148**, 240, 1985.
9. М.М.Кацова, А.Г.Косовичев, М.А.Лившиц, *Астрофизика*, **17**, 285, 1981.
10. П.П.Петров, П.Ф.Чугайнов, А.Г.Щербаков, *Изв. Крым. астрофиз. обществ.*, **69**, 3, 1984.
11. E.L.Eason, M.S.Giampapa, R.R.Radick, et al., *Astron. J.*, **104**, 1161, 1992.
12. R.D.Robinson, in *Solar and Stellar Flares*, IAU Coll. N **104**, eds. B.M.Haish and M.Rodono, Poster Papers, Catania, p.83, 1989.
13. A.G.Gunn et al., *Astron. Astrophys.*, **285**, 157, 1994.
14. В.В.Соболев, *Курс теоретической астрофизики*, Наука, М., с. 98, 1975.
15. V.P.Grinin in *Flare Stars in Star Clusters, Associations and the Solar Vicinity*, eds. L.V.Mirzoyan et al., IAU Symp. printed in the Netherlands, 1990, p. 299.

16. **А.Б.Северный**, Крым. астрофиз. обсерв. 17, 129, 1957.
17. **G.H.J. van den Oord**, Astron. Astrophys., 207, 101, 1988.
18. **G.M.Sinnott**: in Solar and Stellar Flares, Poster papers, eds. *B.M.Haish*, *M.Rodono*, Catania Astrophys. Observ., Special., Publ., p.357, 1989.