

Влияние на вътрешните процеси на енергообмен върху глобалното поведение на акреционното течение

Мария Димитрова

Институт за космически изследвания, БАН

Въведение

Редица рентгенови източници бяха отъждествени с тесни двойни системи, съдържащи компактен обект, нормална звезда и газово течение между тях. Стана твърде актуално да бъдат подробно изяснени процесите, отговорни за формирането на рентгеновото излъчване, а също така — причините за неговата променливост.

Детайлното описание на физичните процеси в газовото течение в тясна двойна система е невъзможно без използването на числени симулации. Дори по този начин описанието никога не отчита влиянието на абсолютно всички процеси, които протичат в газовата среда.

Едно от основните приближения е размерността на разглежданата област. Първоначалните едномерни разглеждания [1, 2] постепенно бяха изместени от двумерни [3–9], а след това и тримерни [10–14] модели. Единодушно е мнението, че газовото течение притежава сложна структура [3, 8, 9, 15], която не е без значение за формирането и поведението на рентгеновата светимост. Въпреки това обаче, поради твърде голямата трудоемкост на сложните тримерни модели, за редица задачи се приема, че двумерното приближение е достатъчно добро [7, 8, 15, 17].

По-интересен от физична гледна точка е въпросът за начина на описание на процесите, отговорни за преразпределението и освобождаването на енергия и момент на движение между газовото течение и околното пространство, както и вътре в самото течение между отделните му части. Основни величини, характеризиращи тези процеси, са вискозитетът и

коэффициентите на непрозрачност, топлопроводност, излъчване и поглъщане на лъчението. От друга страна, от значение е степента на отчитане на влиянието им върху поведението на газа, което се изразява основно във вида на записване на уравненията на състояние и енергетичен баланс.

Докато повечето автори показват, че вискозитетът влияе основно със силата си, но не и чрез аналитичния вид на запис [16, 18], то отчитането на взаимодействието на газа с лъчението е доста по-сложно. Практически всички разглеждания ползват, в зависимост от акцента на симулацията или приближение на оптически много плътен слой, чернотелно или сиво приближение, или оптически много тънък слой. По този начин се избягва решаването на уравнението на пренос на лъчението.

Освен това, много автори не включват газовото налягане в уравнението на състояние [11–13].

От трета страна, уравнението на енергетичния баланс често се записва в непълнен вид. При някои модели [11–13], това уравнение включва само един член. При други се отчита още влиянието на вискозното взаимодействие [14]. Трети направо приемат, че количеството погълната енергия се равнява на количеството отделена във всеки един момент и за всеки елемент от течението [1, 15, 17].

Важно е да се обоснове доколко и в кои случаи всяко едно от тези приближения е валидно и да се разбере влиянието на типовете непрозрачност върху енергообмена в течението.

Постановка на задачата

В досегашните си разглеждания [15, 17] сме се ограничили до приближението на Хайакава (1) за равновесие на количествата погълната и отделена енергия за всеки елемент от газовото течение.

В настоящата работа сме направили опит за по-пълно описание на физичните процеси на енергообмен, като уравнението на енергетичния баланс сме записали във вида

$$(1) \quad \frac{d\epsilon}{dt} = -p \operatorname{div} \vec{V} + \frac{\eta}{2} (\sigma_{1k})^2 + \operatorname{div} (\lambda \operatorname{grad} T) - \operatorname{div} W.$$

В така разписаното уравнение, ентропията е ентропия на идеален газ, записана във вида

$$(2) \quad \epsilon = pTS,$$

$$(3) \quad S = S_{\text{gaz}} = C_V \ln p\rho^\gamma.$$

Тук не се отчита ентропията на лъчението, тъй като неговото влияние върху енергообмена е отчетено в дясната страна на уравнението.

Прието е приближение на лъчиста топлопроводност [19]. По този начин последните два члена в (1) могат да се обединят и уравнението добива простия вид

$$(4) \quad \frac{d\epsilon}{dt} = -p \operatorname{div} \vec{V} + \frac{\eta}{2} (\sigma_{1k})^2 + \operatorname{div} [(\lambda + \chi) \operatorname{grad} T],$$

като χ е коэффициентът на лъчиста топлопроводност, а λ — топлопроводността на газа.

Такова приближение е валидно за оптически плътен слой, когато дължината на свободния пробег на фотоните е много малка в сравнение с размерите на разглежданата област. В този случай се записва във вида

$$(5) \quad \chi = 1/l,$$

където l е усреднената дължина на свободния пробег. Прието е още приближение на сива материя, при което

$$(6) \quad \chi(v, \rho, T) = \chi(\rho, T) = \text{const}(v).$$

Остава да се разпише коефициентът на поглъщане. В най-общия случай той включва Томпсънов ефект, свободно-свободни преходи и др.

По този начин уравнение (4) е достатъчно определено, за да се използва при моделиране поведението на течението.

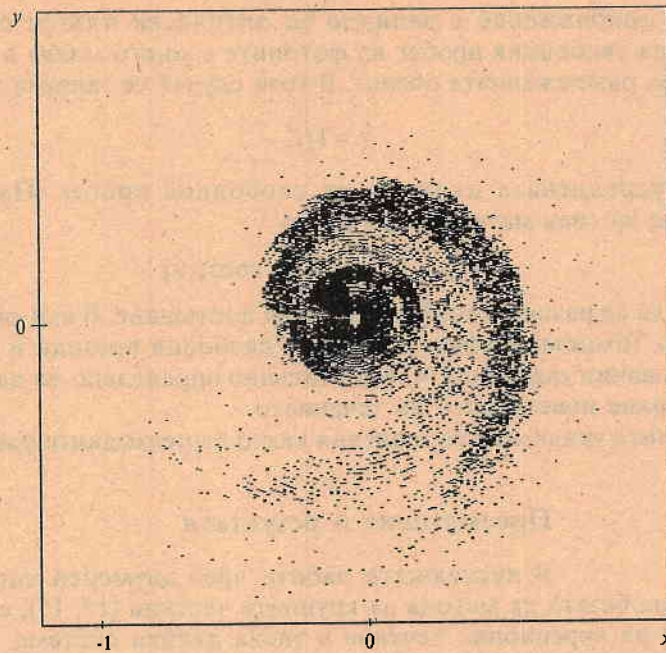
Останалите уравнения са записани както в предходните работи [15, 17].

Пресмятания и резултати

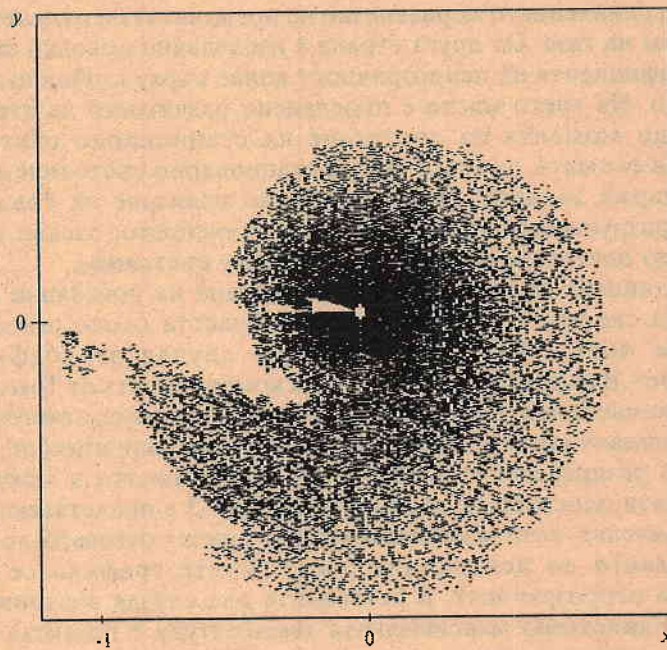
В настоящата работа чрез двумерен числен модел, разработен на базата на метода на крупните частици [15, 17], е изследвано поведението на акреционнo течение в тясна двойна система, съдържаща неутронна звезда с маса $M_{NS} = 1,5 M_{\odot}$ и червен гигант с маса $M_2 = 3,5 M_{\odot}$, запълнила областта си на Рош.

Цел на работата е да се провери доколко правомерно е било да се разглежда ограничението за равенство на погълнатата и отделената енергия за всеки обем на газа. От друга страна е изследвано доколко аналитичният запис на коефициента на непрозрачност влияе върху глобалното поведение на течението. На трето място е проследено развитието на структурата на течението до момента на достигане на стационарно състояние. Има основание да се смята, че всяко такова стационарно състояние е нестабилно и не се задържа задълго. При евентуално излизане от това състояние, свързано с разрушаване на структурата на течението, следва тя отново да се изгради до достигане на ново стационарно състояние.

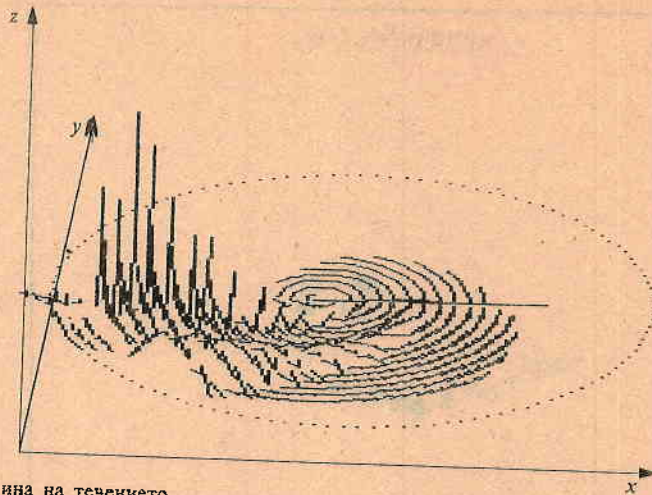
Пресмятанията се извършват до достигане на постоянна стойност на рентгеновата светимост, продуцирана в областта около повърхността на компактният обект. Разгледани са три случая за коефициента на непрозрачност. В първия случай се отчита комбинацията от Томпсънов ефект и от свободно-свободни преходи. Във втория и в третия са отчетени съответно само Томпсъновия ефект и само свободно-свободните преходи. На фиг. 1 и 2 е показано разпределението съответно на плътността и температурата в екваториалната плоскост на течението. На фиг. 3 е представена дебелината му в z направление, като максималната ѝ стойност отговаря на една десета от разстоянието до централния обект. Трите графики се отнасят за комбинирана непрозрачност. В останалите два случая картините са почти идентични. Единствено максималната температура е по-ниска с 2 и 2,5 % съответно за случая на Томпсънов ефект и от свободно-свободни преходи.



Фиг. 1. Разпределение на повърхнинната плътност в екваториалната равнина на акреционното течение

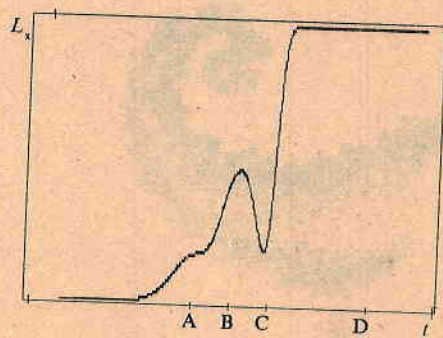


Фиг. 2. Разпределение на температурата в екваториалната равнина на акреционното течение

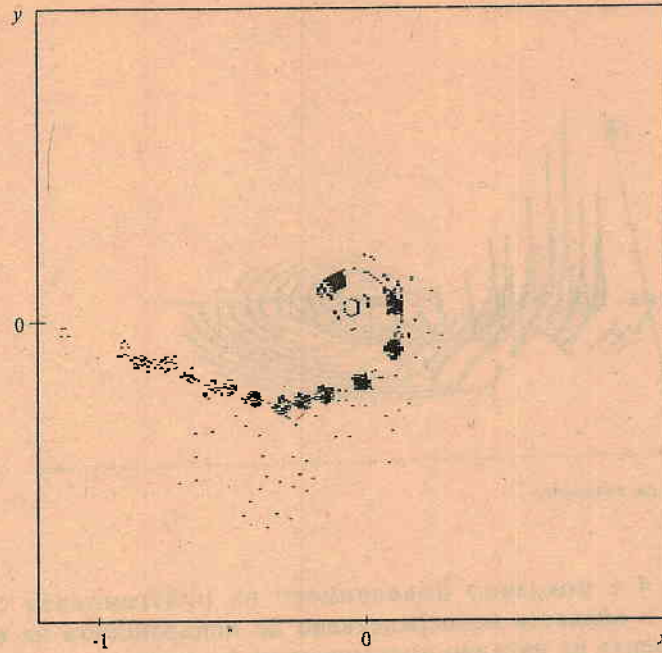


Фиг. 3. Дебелина на течението

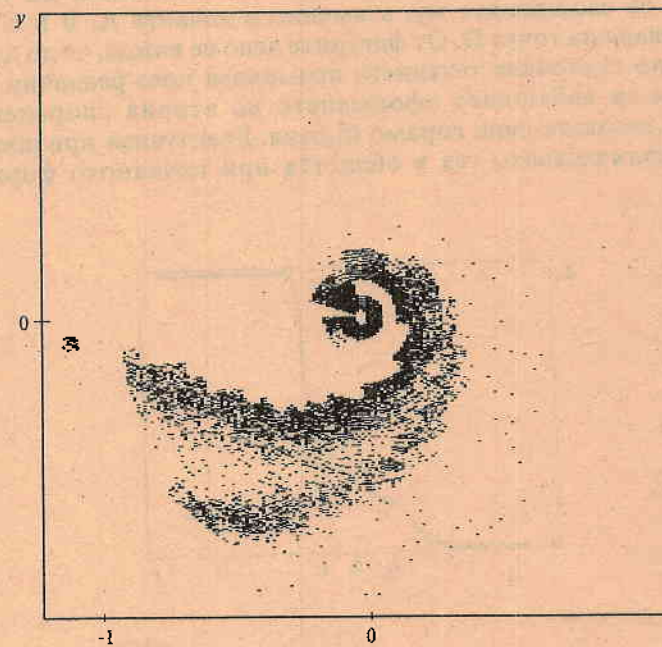
На фиг. 4 е показано поведението на рентгеновата светимост, продуцирана в областта непосредствено до повърхността на компактния обект, от момента на начално постъпване на газ през вътрешната точка на Лагранж, до достигане на стационарната ѝ стойност. На фиг. 5, 6 и 7 е представено разпределението на повърхнинната плътност на течението в три момента от еволюцията му, а именно в точките А, В и С от фиг. 4. Фигура 1 отговаря на точка D. От фигурите ясно се вижда, че до достигането на стационарно състояние течението преминава през различни фази, като може ясно да се наблюдава оформянето на втория спорален фронт и промяната на неговата сила спрямо първия. Евентуална причина за това е промяна на количеството газ в областта при началното формиране на течението.



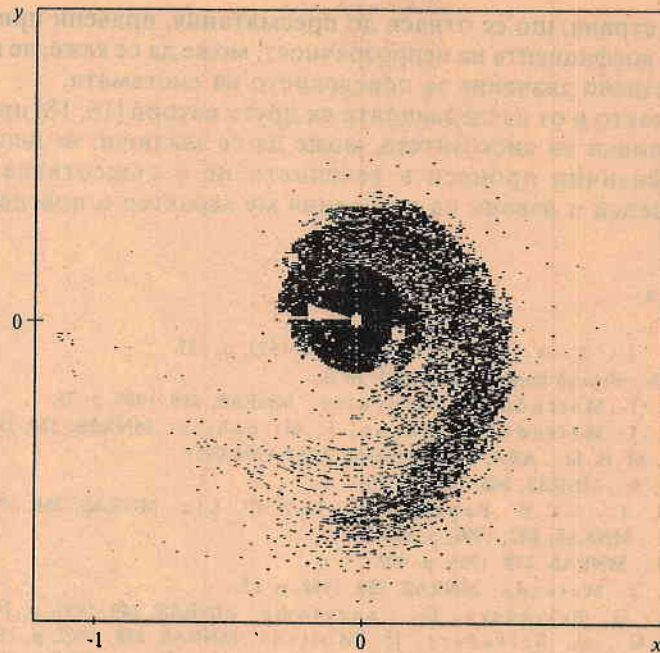
Фиг. 4. Еволюция на рентгеновата светимост до достигане на стационарно състояние



Фиг. 5. Разпределение на повърхнинната плътност в екваториалната равнина на акреционното течение до формирането на втори ударен фронт



Фиг. 6. Разпределение на повърхнинната плътност в екваториалната равнина на акреционното течение при първия максимум на светимостта



Фиг. 7. Разпределение на повърхнинната плътност в екваториалната равнина на акреционното течение при последвалия минимум на светимостта

Дискусии

Ако се сравнят показаните на фиг. 1, 2 и 3 разпределения на основните параметри на газа с тези от предходните ни изследвания, се вижда, че по характера си структурата на течението при по-пълното отчитане на енергообмена не се променя. Получените стойности за стационарната рентгенова светимост, максималната плътност в екваториалната област и дебелината на течението се отличават с няколко процента. Максималните скорости са по-ниски тук с около 10 %. Разпределението им не е показано, тъй като то е напълно идентично с това от [15, 17]. Температурата е по-висока с няколко процента и с по-плавно разпределение. Ударните фронтове са по-плавни, но и по-ясно изразени.

От казаното дотук може да се заключи, изводите, направени при опростения модел, поне що се отнася до стационарните състояния на течението, могат да се приемат за достоверни.

С голяма доза увереност същото може да се каже и за поведението на течението при нестационарни режими на акреция. Всички резултиращи променливости в рентгеновата светимост в тези случаи [20] сме свързвали със стабилността на спиралните ударни фронтове и разпространението на вълни по тяхната дължина. Няма физически причина премахването на изкуствено наложените преди ограничения в енергообмена да доведе до качествено ново поведение. Все пак при сравнение на моделираните вариации с реални обекти е по-правомерно да се използва този по-реалистичен модел.

От друга страна, що се отнася до пресмятания, правени при различено разписване на коефициента на непрозрачност, може да се каже, че последното не е от съществено значение за поведението на системата.

От това, както и от изследванията на други автори [16, 18] при различни аналитични записи на вискозитета, може да се заключи, че непознаването на точните физични процеси в течението не е съществена пречка за качествени оценки и изводи на глобалния му характер и поведение.

Литература

1. Shakura, N. I., R. A. Sunyaev. *A&A*, 24, 1973, p. 337.
2. Hayakawa, S. *Physics Reports*, 121, 1985, № 6.
3. Sawada, K., T. Matsuda, I. Hirochisu. *MNRAS*, 219, 1986, p. 75.
4. Sawada, K., T. Matsuda, M. Inoue, I. Hirochisu. *MNRAS*, 224, 1987, p. 307.
5. Heemskerk, M. H. M. *A&A*, 1994, (preprint AIAP-1994-025).
6. Whitehurst, R. *MNRAS*, 266, 1994, p. 35.
7. Savonije, G. J., J.C.B. Papaloizou, D.N.C. Lin. *MNRAS*, 268, 1994, p. 13.
8. Drimmel, R. *MNRAS*, 282, 1996, p. 982.
9. Murray, J.R. *MNRAS*, 279, 1996, p. 402.
10. Sawada, K., T. Matsuda. *MNRAS*, 255, 1992, p. 17.
11. Molteni, D., G. Belvedere, G. Lanzafame. *MNRAS*, 249, 1991, p. 748.
12. Lanzafame, G., G. Belvedere, D. Molteni. *MNRAS*, 258, 1992, p. 152.
13. Lanzafame, G., G. Belvedere, D. Molteni. *MNRAS*, 263, 1993, p. 839.
14. Meglicki, Z., D. Wickremasinghe, G. V. Backnell. *MNRAS*, 264, 1993, p. 691.
15. Dimitrova, M. M., L. G. Filipov. *ESA SP-311*, 1990, p. 255.
16. Milson, I. A., P. Таам. *MNRAS*, 283, 1996, p. 919.
17. Dimitrova, M.M. *Аерокосмически изследвания в България*, 1997, кн. 13, p. 18.
18. Chakrabarti, S. K., D. Molteni. *MNRAS*, 272, 1995, p. 80.
19. Четверушкин, Б. Н. *Москва, Наука*, 1985.
20. Dimitrova, M. M. *Аерокосмически изследвания в България*, 1997, кн. 13, p. 25.

Постъпила на 6.VI.1997г.

The influence of the inner processes of energy transphere on the global accretion flow behaviour

Maria Dimitrova

(Summary)

It is presented a two dimension numerical simulation of the accretion flow behaviour in a close binary sistem. It is discussed the influence of the analitical writing of the energy transphere equation and opacity on the global accretion flow behaviour.