ды с ДМСО (*2*) и воды с ДСН (*3*) заметно увеличивается по сравнению с чисто водным раствором родамина 6Ж. Кроме того, при этом меняются относительные интенсивности двух обычно наблюдаемых в спектре длинноволнового поглощения родамина 6Ж полос. Приведенные данные показывают, что для молекул растворенного вещества, находящихся в различном окружении, вероятности внутримолекулярных переходов могут значительно различаться.

Представляется существенным и то обстоятельство, что при вариации процентного состава смешанного растворителя изменения различных спектральных характеристик оказываются скоррелированными. На рис. 3 представлены зависимости относительного выхода свечения B/B_{max} (*1*), полуширины спектра люминесценции $\Delta\nu_л$ (*2*), относительного изменения поглощательной способности α/α_{max} (*3*) и полуширины полосы спектра поглощения $\Delta\nu_п$ (*4*) родамина 6Ж в смесях воды с ДСН от процентного состава смешанного растворителя. Из рисунка видно, что относительная поглощательная способность исследуемого раствора оказывается минимальной при том содержании ДСН, когда спектры люминесценции и поглощения имеют наибольшую ширину, а выход свечения — наименьшее значение. Аналогичные закономерности наблюдаются в растворах и других красителей.

Отчетливая корреляция приведенных на рис. 3 зависимостей указывает на единую природу изменения исследуемых величин. Есть все основания считать, что такой причиной является неоднородное уширение электронных спектров поглощения и люминесценции молекул растворенного вещества.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

[1] Бахшиев Н. Г. Спектроскопия межмолекулярных взаимодействий. Л.: Наука, 1972, с. 195—206. [2] Мазуренко Ю. Т. Оптика и спектроскопия, 1972, **33**, с. 42. [3] Грузинский В. В., Давыдов С. В., Кулак И. И. Журн. прикл. спектроскопии, 1978, **24**, с. 1133. [4] Адамушко А. В., Гулис И. М., Рубинов А. Н., Степанов Б. И., Томин В. И. ДАН СССР, сер. физ., 1978, **238**, с. 63. [5] Козлов И. Н., Коява В. Т., Попечиц В. И., Саржевский А. М., Севченко А. Н. Оптика и спектроскопия, 1979, **46**, с. 64. [6] Мазуренко Ю. Т., Удальцов В. С. В кн.: Тезисы XXIV Всес. сов. по люминесценции. Минск, 1977, с. 163. [7] Ноздрев В. Ф. В кн.: Термодинамика и строение растворов. М.: Изд-во АН СССР, 1959, с. 56. [8] Рыжиков Б. Д., Левшин Л. В., Сенаторова Н. Р. Оптика и спектроскопия, 1978, **45**, с. 282. [9] Сенаторова Н. Р., Левшин Л. В., Рыжиков Б. Д. Журн. прикл. спектроскопии, 1979, **30**, с. 658. [10] Рыжиков Б. Д., Левшин Л. В., Сенаторов П. К., Сенаторова Н. Р. Оптика и спектроскопия, 1981, **50**, с. 688, 574. [11] Перов А. Н. Оптика и спектроскопия, 1980, **49**, с. 681. [12] Мазуренко Ю. Т., Удальцов В. С. Оптика и спектроскопия, 1978, **45**, с. 255.

Поступила в редакцию
18.08.80

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1982, т. 23, № 3

УДК 521.13

К ВОПРОСУ ОБ ЭВОЛЮЦИИ ОРБИТ СОСТАВЛЯЮЩИХ ТРОЙНЫХ ЗВЕЗДНЫХ СИСТЕМ

А. А. Орлов, Н. А. Соловая

(ГАИШ)

1. Настоящее исследование, по своему содержанию примыкающее к нашей работе [2], посвящено некоторым вопросам эволюции орбит составляющих тройных звездных систем.

Известно, что по визуальным или фотографическим наблюдениям двойной звезды нельзя определить, какой из узлов ее орбиты на картинной плоскости будет восходящим, а какой нисходящим. Это можно сделать, лишь выполнив измерения лучевых скоростей составляющих звездной пары при прохождении окрестности узла. Если окажется, что изучаемая составляющая, пересекая картинную плоскость, удаляется от наблюдателя, то узел орбиты считается восходящим, в противном же случае — нисходящим.

При изучении движения тройных звезд необходимо рассматривать две орбиты: орбиту одной из звезд тесной пары, описываемую вокруг второй из этих звезд, и орбиту удаленной звезды, описываемую ею около центра масс тесной пары. Если положения восходящих узлов ни первой, ни второй из этих орбит не определены, то при изучении тройной системы необходимо рассматривать четыре варианта задачи, соответствующие четырем комбинациям этих положений.

При переходе от одного варианта к другому потребуется изменять долготы восходящих узлов орбит на 180°. Это означает, что в формулах, представляющих эллиптическое оскулирующее движение составляющих тройной системы, нужно будет увеличить на 180° не только долготу восходящего узла, но и аргумент периастра орбиты. Формально такая процедура эквивалентна изменению знака наклонности орбиты при сохранении значений долготы ее восходящего узла и аргумента периастра. В дальнейшем для упрощения изложения мы будем говорить не об изменении положения восходящего узла орбиты, а об изменении знака ее наклонности.

В работе [2] были проведены вычисления по формулам, полученным нами в работе [1] и представляющим приближенное решение звездной задачи трех тел. Из каталога [3] были взяты элементы орбит четырех тройных звезд и посчитаны некоторые величины, характеризующие их эволюцию. Для каждой из этих тройных звездных систем рассматривались четыре варианта задачи. Было показано, что для изучения эволюции орбит тройных звездных систем необходимо учесть только две комбинации знаков их наклонностей к картинной плоскости, поскольку эволюционные характеристики системы, соответствующие двум другим комбинациям, совпадают с первыми. Именно, совпадение получается при одновременном изменении знаков углов наклона орбит обеих составляющих системы. Если же изменить знак наклонности только у одной орбиты, то эволюционные свойства системы претерпевают существенные изменения.

Выявилось одно замечательное обстоятельство: одному из возможных вариантов эволюции каждой из рассмотренных тройных звезд соответствует случай, когда эксцентриситет внутренней орбиты периодически принимает значения, весьма близкие к единице. Это означает, что с течением времени периодически будет создаваться возможность очень тесного сближения звезд внутренней пары системы. Такие сближения могут привести к возникновению весьма значительных приливных явлений в звездном веществе, которые могут вызвать катастрофические последствия. В некоторых случаях даже создаются условия для столкновения звезд тесной пары.

Цель настоящей работы состоит в более подробном исследовании характеристик таких сближений: их периодичности, моментов достижения минимального значения периастрального расстояния, интервалов времени, в течение которых периастральное расстояние не превосходит заданного предела.

2. Получим формулы для вычисления указанных выше характеристик на основании результатов работы [1], используя введенные там обозначения.

В дальнейшем будем предполагать, что элементы внутренней и внешней орбит тройной звездной системы отнесены к неизменной плоскости Лапласа. Если заданные элементы отнесены к картинной плоскости, то их нужно соответствующим образом пересчитать. Необходимые для этого формулы приведены в работе [2].

В работе [2] было показано, что периодические возмущения орбит составляющих тройной звездной системы с периодами, равными временам обращения этих составляющих, малы: они имеют тот же порядок величины, что и ошибки наблюдений. Поэтому нет надобности исключать такие возмущения из элементов орбит, и для получения необходимых нам оценок можно использовать эти элементы непосредственно в формулах промежуточного движения, данных в работе [1].

Периастральное расстояние внутренней орбиты выражается формулой

$$r_\pi = a'_1(1-e''_i)$$

или

$$r_\pi = a'_1(1-\sqrt{1-\xi}), \tag{1}$$

где

$$\xi = \xi_1 + (\xi_2-\xi_1)\,\mathrm{sn}^2 u. \tag{2}$$

Здесь $\mathrm{sn}\,u$ — эллиптическая функция Якоби, модуль которой k вычисляется по формуле

$$k = \sqrt{\frac{\xi_2-\xi_1}{\xi_3-\xi_1}}.$$

причем $\xi_j\,(j=1,\ 2,\ 3)$ суть константы такие, что $\xi_1<\xi_2<\xi_3$. Их значения приведены в работе [1]. Величина u связана с временем t формулой

$$I_1(u) = I_1(u_0) + \varkappa_3(t-t_0), \tag{3}$$

где

$$I_1(u_0) = \int\limits_0^{u_0} \frac{du}{\sqrt{1-2\beta\varepsilon\,\mathrm{sn}^2 u + \varepsilon^2\,\mathrm{sn}^4 u}}, \tag{4}$$

t_0 — начальный момент времени, u_0 — значение аргумента u, соответствующее этому моменту. Величины β, ε, $\varkappa_3$ — константы. Формулы для их вычисления, а также для вычисления u_0 даны в работе [1].

Равенство (1) показывает, что расстояние периастра внутренней орбиты достигает своего наименьшего значения при условии, что ξ становится минимальным, т. е. при $u=0,\ 2K,\ \ldots$, где K — полный эллиптический интеграл первого рода:

$$K = \int\limits_0^{\pi/2} \frac{d\varphi}{\sqrt{1-k^2\sin^2\varphi}}.$$

Таким образом, расстояние периастра внутренней орбиты периодически, с периодом $2K$, принимает минимальное значение относительно u.

Для того чтобы определить периодичность этого явления относительно времени t, обратимся к равенствам (3) и (4). Формула (4) может быть записана в следующем виде:

$$I_1(u) = u\Sigma_1 + \Phi_1(u), \tag{5}$$

где $\Phi_1(u)$ представляет собой функцию, имеющую период $2K$ относительно u, а Σ_1 — постоянная величина, определяемая равенством

$$\Sigma_1 = \frac{1}{K}\int_0^K \frac{du}{\sqrt{1-2\beta\varepsilon\,\mathrm{sn}^2 u+\varepsilon^2\,\mathrm{sn}^4 u}}. \tag{6}$$

Подставив выражение $I_1(u)$ по формуле (5) в левую часть равенства (3), найдем, что возрастанию аргумента u на $2K$ соответствует увеличение t на величину

$$T = \frac{2K\Sigma_1}{\varkappa_3}. \tag{7}$$

Решим теперь следующую задачу. Пусть в момент $t=t_0$ нам известны значения элементов орбит составляющих тройной звезды. Требуется определить, через какой промежуток времени расстояние периастра внутренней орбиты примет свое наименьшее значение.

Предположим, что значение u_0, соответствующее моменту времени t_0, лежит в интервале $0<u_0<2K$. Из предыдущих рассуждений следует, что минимальное значение периастрального расстояния будет достигнуто в такой момент времени t, для которого аргумент u примет значение, равное $2K$. Формула (3) при этом запишется в виде

$$I_1(2K) = I_1(u_0) + \varkappa_3(t_1 - t_0).$$

Учитывая, что $I_1(2K)=2I_1(K)$, и принимая во внимание соотношение (6), находим искомый промежуток времени

$$t_1 - t_0 = \frac{1}{\varkappa_3}[2K\Sigma_1 - I_1(u_0)]. \tag{8}$$

Таким образом, t_1 является ближайшим к t_0 моментом времени (в предположении, что $t_1>t_0$), при котором величина r_π достигает своего минимального значения:

$$r_{\pi\,\min} = a_1'\left(1-\sqrt{1-\xi_1}\right). \tag{9}$$

Выведем соотношение, устанавливающее, в течение какого промежутка времени периастральное расстояние r_π после достижения своего наименьшего значения не будет превосходить наперед заданной величины ρ, т. е.

$$r_\pi \leqslant \rho. \tag{10}$$

Это соотношение позволит установить, сколь долго будет сохраняться опасность весьма тесного (хотя и не минимально возможного) сближения звезд внутренней пары.

Очевидно, имеет смысл рассматривать только такие значения ρ, которые по своей величине не превосходят максимально возможного значения периастрального расстояния

$$r_{\pi\,\max} = a_1'\left(1-\sqrt{1-\xi_2}\right).$$

Подставим в левую часть формулы (10) вместо r_π его выражение (1) и воспользуемся соотношением (2). Тогда после несложных преобразований получим следующее равенство:

$$\mathrm{sn}^2 u \leqslant \frac{1}{\xi_2-\xi_1}\left[\frac{\rho}{a_1'}\left(2-\frac{\rho}{a_1'}\right)-\xi_1\right]. \tag{11}$$

Поскольку нас интересует интервал времени, начало которого совпадает с моментом достижения минимального периастрального расстояния

внутренней орбиты, и так как по предположению $\rho < r_{\pi\,\max}$, то аргумент u должен удовлетворять условию $2K \leqslant u \leqslant 3K$. Следовательно, предельное значение u, при котором выполняется условие (11), будет определяться следующими соотношениями:

$$\operatorname{sn} u = +\sqrt{\frac{1}{\xi_2 - \xi_1}\left[\frac{\rho}{a_1'}\left(2 - \frac{\rho}{a_1'}\right) - \xi_1\right]}, \tag{12}$$

$$\operatorname{cn} u > 0.$$

Обозначим через u_ρ значение аргумента $u \geqslant 2K$ и через t_0 момент времени, которому соответствует это значение u. Тогда из формул (3) и (8) получим, что условие (10) будет выполняться в течение интервала времени

$$t_\rho - t_1 = \frac{1}{\varkappa_3}\left[I_1(u_\rho) - 2K\Sigma_1\right]. \tag{13}$$

3. Для иллюстрации полученных результатов формулы (7), (8) и (9) были применены к тройной звезде ζ Aqu. В каталоге [3] даны следующие элементы составляющих этой системы для $t_0 = 2000$, отнесенные к картинной плоскости:

$$a_1 = 9{,}02 \text{ а. е.},\ e_1 = 0{,}20,\ \omega_1 = 195{,}4^\circ,\ \Omega_1 = 177{,}3^\circ,\ I_1 = \pm 57{,}8^\circ,$$

$$a_2 = 93{,}35 \text{ а. е.},\ e_2 = 0{,}45,\ \omega_2 = 73{,}62^\circ,\ \Omega_2 = 124{,}37^\circ,\ I_2 = \pm 137{,}0^\circ.$$

Переходя к элементам, отнесенным к неизменной плоскости Лапласа, и применяя вышеприведенные формулы, получаем два варианта эволюционных характеристик внутренней орбиты, соответствующих различным комбинациям знаков наклонностей внутренней и внешней орбит: а) $I_1 = +57{,}8^\circ$, $I_2 = -137{,}0^\circ$ и б) $I_1 = +57{,}8^\circ$, $I_2 = +137{,}0^\circ$.

В случае «а» наименьшее и наибольшее значения эксцентриситета внутренней орбиты соответственно равны

$$e_{1\,\min} = 0{,}1447 \text{ и } e_{1\,\max} = 0{,}4652.$$

Отсюда видно, что при такой комбинации знаков наклонностей очень тесных сближений внутренней пары звезд не произойдет.

Иначе обстоит дело в случае «б». Здесь наименьшее и наибольшее значения эксцентриситета будут

$$e_{1\,\min} = 0{,}1055 \text{ и } e_{1\,\max} = 0{,}9998.$$

Наименьшее значение периастрального расстояния внутренней орбиты, соответствующее такому значению $a_{1\,\max}$, оказывается равным 0,00151 а. е. ($\approx$0,23 млн. км).

Таким образом, в случае «б» создаются условия для столкновения звезд внутренней пары.

Полный цикл изменений эксцентриситета внутренней орбиты T в соответствии с формулой (1) получается равным 11300 лет. В соответствии с расчетом по формуле (13) периастральное расстояние достигает своего наименьшего значения через 6820 лет (после 2000-го года).

Полученные результаты свидетельствуют о важности определения знаков наклонностей орбит составляющих тройных звезд. Например, в случае ζ Aqu наличие комбинации знаков, рассмотренной в варианте «б», послужит указанием на то, что эта система не сможет существовать длительное время как тройная, так как произойдет распад внутренней пары вследствие столкновения ее составляющих.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

[1] Орлов А. А., Соловая Н. А. Тр. ГАИШ, 1974, 45, с. 119. [2] Орлов А. А., Соловая Н. А. Тр. ГАИШ, 1980, 49, с. 69. [3] Worley C. E. Publ. U.S. Naval obs., 1963, 18, III.

Поступила в редакцию
21.06.80

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1982, т. 23, № 3

УДК 548.4

ОБРАЗОВАНИЕ ТОЧЕЧНЫХ ДЕФЕКТОВ ПРИ НЕКОНСЕРВАТИВНОМ ДВИЖЕНИИ ДИСЛОКАЦИЙ ПОД ДЕЙСТВИЕМ ЗНАКОПЕРЕМЕННОЙ НАГРУЗКИ

Ю. А. Ивашкин

(кафедра молекулярной физики)

Образование вакансий, наряду с силами трения, самодействия и взаимодействия дислокаций, определяет физические свойства кристалла, связанные с подвижностью дислокаций. Концентрация вакансий, возникших при пластической деформации кристалла, зависит от степени пластической деформации ε и температуры. Имеющиеся в литературе зависимости концентрации вакансий от ε относятся к случаю статического нагружения кристалла [1—4].

Эмпирическое выражение, связывающее избыточную концентрацию вакансий V и степень пластической деформации, имеет вид [1]

$$V=B\varepsilon^m,$$

где B, m — постоянные, оценка которых проведена в [2].

Это выражение согласуется с экспериментом для малых ε. Начиная с некоторых значений ε избыточная концентрация вакансий стремится к насыщению [5—7], что свидетельствует о возрастании роли стоков при больших степенях пластической деформации.

Механизм образования вакансий, связанный с аннигиляцией дислокационных диполей при статическом нагружении кристалла, рассмотрен в работе [8], при знакопеременной нагрузке — в [9]. Образование вакансий при неконсервативном движении винтовых дислокаций со ступеньками под действием статической нагрузки обсуждалось в работе [8]. Рассмотрим особенности последнего механизма под действием знакопеременной нагрузки.

Предположим, что основными источниками вакансий являются ступеньки на винтовых дислокациях, а основными стоками — дислокации. Пусть ступеньки расположены на одинаковом расстоянии z друг от друга и не могут смещаться вдоль дислокации. Переползание ступенек с образованием вакансий возможно лишь при таких механических напряжениях σ, что работа внешних сил δA по перемещению ступеньки на расстояние, равное периоду кристаллической решетки a, больше энергии образования вакансии W [10], т. е.

$$\delta A=\sigma abz>W. \qquad (1)$$

Будем считать, что частота внешнего воздействия f значительно меньше собственной частоты колебаний дислокационных сегментов (10^8—10^{10} Гц [8]), тогда в любой момент времени t форма дислокационного сегмента, а следовательно, и силы линейного натяжения, действующие на ступеньку со стороны винтовых участков дислокации,