

УДК 524.38

Спектр орбитального движения тесных двойных систем

В.А. Котов

Крымская астрофизическая обсерватория, пос. Научный, Крым 98409
e-mail: vkotov@crao.crimea.ua

Поступила в редакцию 18 декабря 2003 г.

Аннотация. Обладает ли вращение тесных двойных систем Галактики наилучшей общей кратной частотой? Статистический анализ частот вращения 452 сверхбыстрых систем (взрывные переменные, ВП, с включением рентгеновских двойных малой массы и подобных объектов), основанный на вычислении “резонанс-спектра”, показал, что их распределение промодулировано скрытой частотой $\nu_0 = 163 \pm 3$ мкГц (формальная значимость 7σ). Число систем, вращающихся с частотами $\approx Z^k \times \nu_0$ (Z – целое число, $k = \pm 1$), существенно больше, чем для случайно распределённых систем. Эффект частично связан с известным “провалом” в распределении ВП (для периодов $P \approx 3 \times \nu_0/2 \approx 153$ мин), а также с максимумами для $P \approx 1/\nu_0 \approx 102$ мин и $\approx 2/\nu_0 \approx 204$ мин. Та же самая, в пределах ошибки, “соизмеримая” частота присуща вращению остальных двойных с периодами ≤ 3.5 сут: $\nu_0 = 164.3 \pm 1.0$ мкГц (число систем 3674, значимость 4σ). Обсуждается возможная природа “универсальной” модулирующей частоты ν_0 и её роль в создании провала ВП. Подчёркивается, что явление особой частоты ν_0 ставит под сомнение современное теоретическое объяснение провала в распределении ВП и подобных объектов.

THE SPECTRUM OF ORBITAL MOTION OF CLOSE BINARY SYSTEMS, by V.A. Kotov. Do the revolution frequencies of close binary systems in Galaxy reveal the best commensurable frequency? The statistical analysis of 452 superfast systems (cataclysmic variables, CVs, with inclusion of low-mass X-ray binaries and related objects) based on the computation of the “resonance spectrum”, showed that their distribution has significant (7σ C.L.) modulation by the latent frequency $\nu_0 = 163 \pm 3$ μ Hz. The number of systems revolving with frequencies $\approx Z^k \times \nu_0$ (Z is integer number, $k = \pm 1$), is substantially larger than that expected for randomly distributed systems. The effect is seemingly related to the well-known “period gap” in the distribution of CVs (for orbital periods $P \approx 3 \times \nu_0/2 \approx 153$ min), and also with the maxima at $P \approx 1/\nu_0 \approx 102$ min and $\approx 2/\nu_0 \approx 204$ min. The most puzzling is the fact that the same – within the error limits – commensurable frequency is characteristic for revolution of all other binaries with periods ≤ 3.5 d: $\nu_0 = 164.3 \pm 1.0$ μ Hz (the number of systems 3674, nearly 4σ C.L.). A possible physical nature of the “universal” modulating frequency ν_0 and its role in the appearance of a period gap in CVs distribution are discussed. It is noted that the phenomenon of the peculiar frequency ν_0 makes suspicious the current theoretical explanation of a gap in distribution of CVs and related objects.

Ключевые слова: двойные звёзды

1 Введение

Переменная звезда обладает собственными частотами, определяемыми её массой, внутренним строением, эволюцией и т.д., а в случае двойной звезды – частотой орбитального вращения $\nu = 1/P_{orb}$, где P_{orb} – орбитальный период. Главное, что характеризует диапазон частот, – тип переменности (класс звёзд); считается, что распределение частот внутри данного типа – дело случайное, зависящее от самих звёзд.

Наше внимание обращено на один из наиболее интересных классов двойных звёзд – взрывные переменные (ВП, рассматриваемые здесь для общности вместе с рентгеновскими двойными малой массы, РДММ, и родственными объектами; см. п. 7).

Предположим, что в пределах Галактики существует реликтовое монохроматическое (квази-) гравитационное излучение, ГИ, с частотой ν_g . В случае двойных его долговременное действие, даже при малой амплитуде, способно создать, в принципе, периодические неоднородности – излишки и дефициты объектов – на определённых частотах. Это вытекает из теории гравитационных волн, ГВ, излучаемых двойной системой; см., например, Зельдович и Новиков (1967), Пресс и Торн (1973).

Возможность ГИ, предсказываемого общей теорией относительности, ОТО, и генерируемого, в частности, двойной системой, – хорошо известная проблема физики и астрофизики. Несмотря на многочисленные эксперименты, однако, ГВ от какого-либо источника до сих пор не обнаружены. Ниже показано, что найденный здесь “эффект соизмеримости” частот обращения двойных также не может быть приписан действию ГВ, предсказываемых ОТО. Однако представление о некоем “периодическом процессе” в мире двойных полезно для общей постановки проблемы, хотя физическое объяснение найденному явлению пока отсутствует.

Наиболее интересны именно ВП – сверхбыстрые и компактные двойные, ибо за время эволюции они могли уже “накрутить” эффект, достаточный для обнаружения методами статистики. Предлагаем, таким образом, рассматривать всю совокупность ВП как идеальную механическую систему для обнаружения гипотетической квази-ГВ. Другими словами, найдём, с какой частотой (частотами) вся совокупность ВП может быть в тесном резонансе или анти-резонансе, или – наилучшее общее кратное частот тесных двойных систем, ТДС.

2 Постановка задачи

Двойная с частотой ν излучает ГВ на фундаментальной частоте $2 \times \nu$ и более *высоких* гармониках, мощность которых зависит от эксцентриситета (Брагинский, 1965). При этом двойная теряет энергию и орбитальный момент; в результате компоненты сближаются, уменьшая P_{orb} . Скорость изменения периода, однако, ниже предела обнаружимости. Процесс может играть важную роль в эволюции двойных с периодами меньше суток (Тутуков, Юнгельсон, 1979).

Как и ранее (Котов, Котов, 1998), предлагаем смотреть на ТДС как на *детекторы*, а не источники ГИ. Будем полагать, что монохроматическое (квази-) ГИ может произвести заметное, в среднем, действие на распределение двойных на частотах, связанных простыми резонансными соотношениями с частотой “внешней волны” ν_g . Считаем, что гипотетическая квази-ГВ имеет реликтовую природу, возникнув, например, на ранних стадиях эволюции Вселенной (см., однако, п. 13).

Обозначим: $\nu_i \equiv 1/(P_{orb})_i$ – частота двойной с номером i и орбитальным периодом $(P_{orb})_i$, N – число объектов в выборке ($i = 1, 2, \dots, N$). Согласно гипотезе, ГВ с частотой ν_g должна создавать дефицит систем, вращающихся с частотами

$$\nu \approx Z^k \times \nu_g / 2, \quad (1)$$

где Z – целое число, $k = \pm 1$. Такие орбиты неустойчивы по отношению к внешней ГВ, и двойные будут быстро изменять свою частоту. А какие двойные наиболее устойчивы по отношению к ГВ? Очевидно, те, которые находятся в наилучшем *анти-резонансе* с ГВ, т.е. частоты которых “идеально” *несоизмеримы* с $\nu_g/2$ и обертонами:

$$\nu \approx \psi \times Z^k \times \nu_g / 2, \quad (2)$$

где ψ – неизвестный коэффициент пропорциональности, или фактор *несоизмеримости* (см. п. 14).

Задача состоит в поиске частот, для которых распределение ТДС показывало бы значимые отклонения от среднего уровня (определяемого случайными частотами): дефициты систем на частотах (1) и/или их излишки на частотах (2). В отличие от анализа Котовых (1998) здесь более общая постановка задачи и, главное, – более объёмная выборка ТДС. Причём, в отличие от прежнего списка ТДС, наш список – без переналожения каталогов: одна двойная – один период P_{orb} . Рассматриваем, кроме того, более широкий, чем раньше, диапазон частот: применяется логарифмическая шкала ν .

Главный интерес представляет, таким образом, функция плотности распределения вероятности частот ТДС.

3 Резонанс–спектр

По аналогии со спектром мощности, СМ, временной переменной сравниваем частоты ν_i двойных с бегущей частотой ν , меняющейся в достаточно широком диапазоне. Вводимый резонанс–спектр, РС, основан на вычислении отношений $r_i \geq 1$ пар частот, ν_i и ν . Частота ν' , показавшая в среднем существенный минимум – по модулю – отклонений r_i от ближайших целых чисел, является наиболее соизмеримой, или резонансной, частотой для всей совокупности объектов. Далее вводим функцию соизмеримости (ФС; Котов, Котов, 1998):

$$F_0(\nu) = \frac{1}{\sigma_0} \left\{ b - \left[\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N [r_i - INT(r_i + 0.5)]^2 \right]^{1/2} \right\}, \quad (3)$$

где $b = 12^{-1/2}$ и $\sigma_0 = (60 \times N)^{-1/2}$, а $INT(z)$ определяет целую часть z . Функция $F_0(\nu)$ нормирована: для случайных частот ν_i её стандартное отклонение равно 1, а сама она имеет нулевое среднее значение и распределена нормально (см. п. 4). Наконец, определим РС, или просто спектр:

$$F(\nu) = F_0(\nu) \times |F_0(\nu)|. \quad (4)$$

В отличие от обычного СМ он учитывает знак ФС: положительные (отрицательные) значения отвечают целочисленной соизмеримости (несоизмеримости), или резонансу. Ниже на рисунках приводятся значения $F(\nu)$. Поэтому, например, уровню априорной (т.е. на заданной частоте ν) значимости $W' = 2\sigma$ положительного пика отвечает $F_0(\nu) = 2$, или $F(\nu) = [F_0(\nu)]^2 = 4$, а уровню $W' = 3\sigma$ – значение $F(\nu) = 9$, и т.д.

4 О распределении $F_0(\nu)$

Нормальный характер распределения $F_0(\nu)$ следует из теоретического рассмотрения (Котов, 1986) для “идеальной” выборки случайных частот ν_i . Его необходимо проверить на основе эмпирических случайных чисел, СЧ.

Сначала уточним, какие частоты, или СЧ, можно называть именно *случайными*. Сравниваем две выборки – частот вращения ν_i и пробных частот ν , заданных в *ограниченных* диапазонах. К тому же на практике СЧ всегда не “идеально случайные”, а псевдо-случайные. Причины неидеальности: применение задающей итерационной формулы генерирования СЧ, неизбежная – в определённой степени – неравномерность распределения СЧ (набор всегда не равномерный, а квази-равномерный) и наличие границ диапазона. К тому же заранее не известно, в какой *форме* следует задавать СЧ; в нашей задаче, в частности, имеем неопределённость такого рода: задавать ли СЧ в виде (“равномерно” распределённых) периодов, или в виде частот?

Возьмём 6000 случайных периодов P_i , “равномерно” распределённых от 0.01 до 10 сут. Из элементарного рассуждения следует, что верхняя граница $P_l = 10$ сут приведёт к тому, что максимальный пик F_0 будет отвечать такому периоду P' , для которого разности $\Delta = |r_i - INT(r_i + 0.5)|$

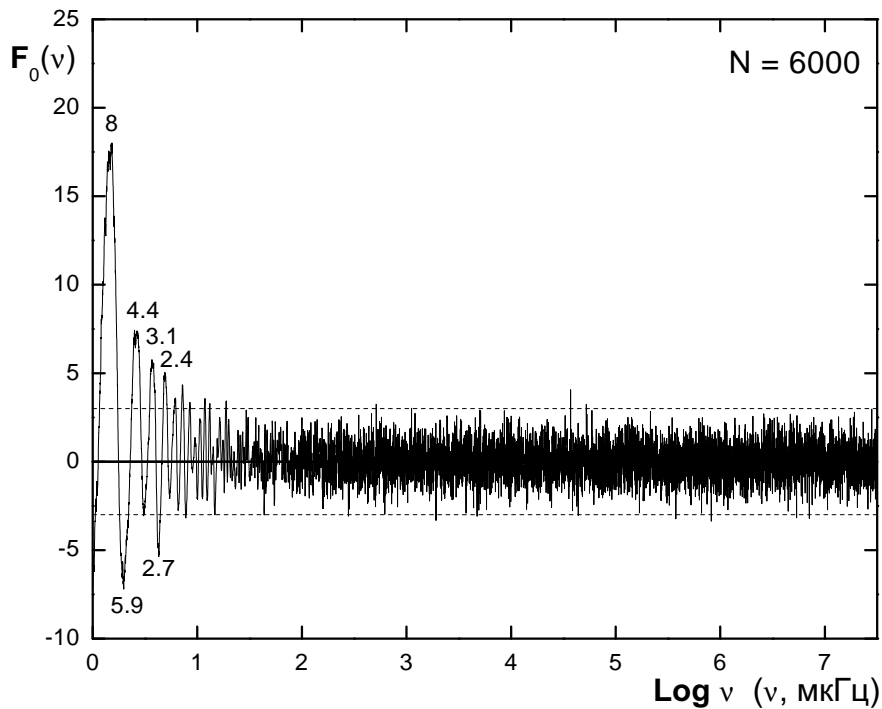


Рис. 1. Функция $F_0(\nu)$, вычисленная для 6000 случайных периодов, “равномерно” распределённых в диапазоне 0.01–10 сут. Горизонтальные пунктирные линии отвечают уровням априорной значимости 3σ ; числа – период в сутках – отмечают экстремальные пики, связанные с границей распределения 10 сут

(см. п. 3) не равномерно распределены от 0.00 до 0.50, а сконцентрированы в диапазоне 0.00 – 0.25. Это соответствует $P' \approx P_l/1.25 \approx 8$ сут; должны присутствовать и “обертоны” с периодами примерно $P_l/2.25 \approx 4.4$ сут, 3.1 сут и т.д. Это доказывается вычисленным спектром F_0 на рис. 1, где доминирующие пики действительно отвечают ложным “соизмеримостям”, обусловленным границей P_l . Пробные же частоты, значительно превышающие $1/P_l$, можно считать чисто случайными для данной выборки P_i . В нашем примере – это пробные частоты $\gtrsim 10$ мкГц, или периоды $P \lesssim 1$ сут. (С подобными ложными пиками мы встречаемся и при интерпретации СМ временных рядов, когда надо учитывать их неравномерность, присутствие трендов и отклонение среднего от нуля.)

Распределение 6500 значений F_0 для диапазона $\log \nu$ от 1 до 7.5 (ν – в мкГц, см. рис. 1) приведено на рис. 2. Оно практически не отличается от нормального с единичным стандартным отклонением и нулевым средним.

В качестве другого примера возьмём 6000 “равномерно” распределённых случайных частот, отвечающих тому же диапазону периодов 0.01–10 сут. Функция F_0 для них показана на рис. 3, где максимальный пик “соизмеримости” соответствует периоду $P' \approx 18$ мин. Его появление легко объясняется “действием” высокочастотной границы $P_u = 0.01$ сут: $P' \approx P_u \times 1.25 = 0.0125$ сут. Пробные же частоты, отстоящие от $1/P_u$ на порядок и более, случайно распределены по отношению к ν_i , и соответствующее распределение F_0 , как на рис. 2, нормальное.

Приводимые ниже спектры получены для пробных частот $\gtrsim 10$ мкГц, поэтому эффект границы P_l (= 10 сут) отсутствует.

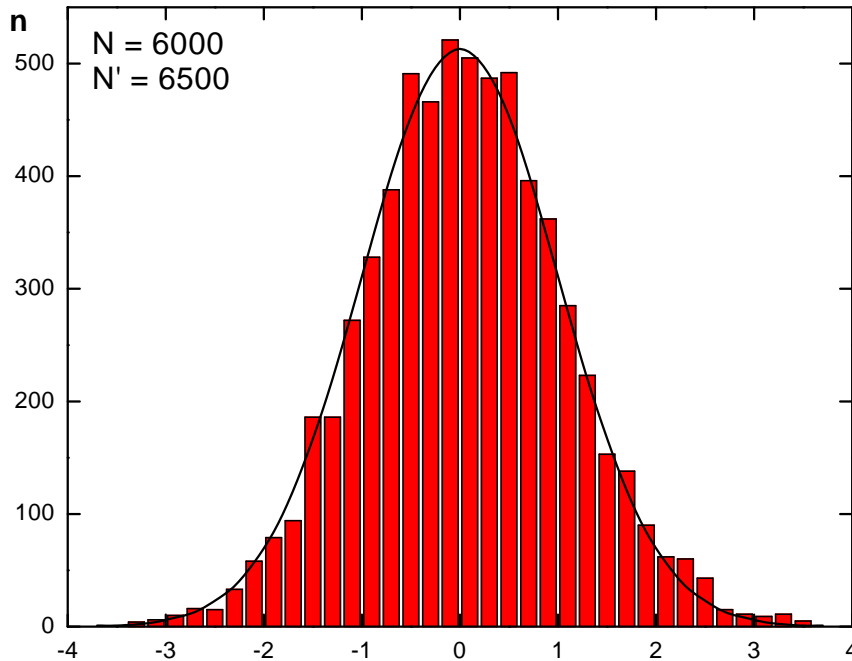


Рис. 2. Распределение $N' = 6500$ значений функции $F_0(\nu)$, вычисленной для $N = 6000$ случайных периодов, см. рис. 1. Диапазон $\log \nu$ – от 1 до 7.5 (ν в мкГц). Шкала по горизонтали – в единицах $\sigma_0 = (60 \times N)^{-1/2}$; n – число элементов в данном бине гистограммы. Сплошная линия соответствует нормальному распределению со стандартным отклонением σ_0

5 Орбитальные частоты двойных

Большинство ВП (п. 1) имеют периоды $P_{orb} < 1$ сут. Считается, что ВП – объекты, находящиеся в экстремальных условиях звёздной эволюции вообще и двойных в частности (с участием процессов, связанных с аккреционными дисками, магнитными полями, обменом веществом между компонентами и ГИ). Наш список периодов ВП основан на каталоге Риттера и Колба (1998) с добавлением доступных нам сведений из литературы; он включает 452 объекта с $P_{orb} < 10$ сут.

Для проверки гипотезы и обобщения в п. 10 рассматриваются все другие ТДС с периодами $P_i < 10$ сут, определёнными с точностью не хуже, чем ± 0.005 сут. Данные основаны на известных каталогах Холопова и др. (1985а, 1985б, 1987), Бэттена и др. (1989) и текущей литературе.

В итоге, кроме обычных затменных, спектроскопических и эллипсоидальных двойных, полный список включает все известные нам пекулярные и проэволюционировавшие двойные: ВП, РДММ, а также экзотические системы, компонентами которых являются белые карлики, нейтронные звёзды и потенциальные чёрные дыры. Общее число двойных $N = 5200$. (Не включены затменные двойные, открытые недавно Удальским и др., 1996, в эксперименте OGLE и относящиеся к галактическому балджу. Они имеют, возможно, другой эволюционный статус и будут рассмотрены отдельно; периоды некоторых звёзд, кроме того, требуют уточнения.)

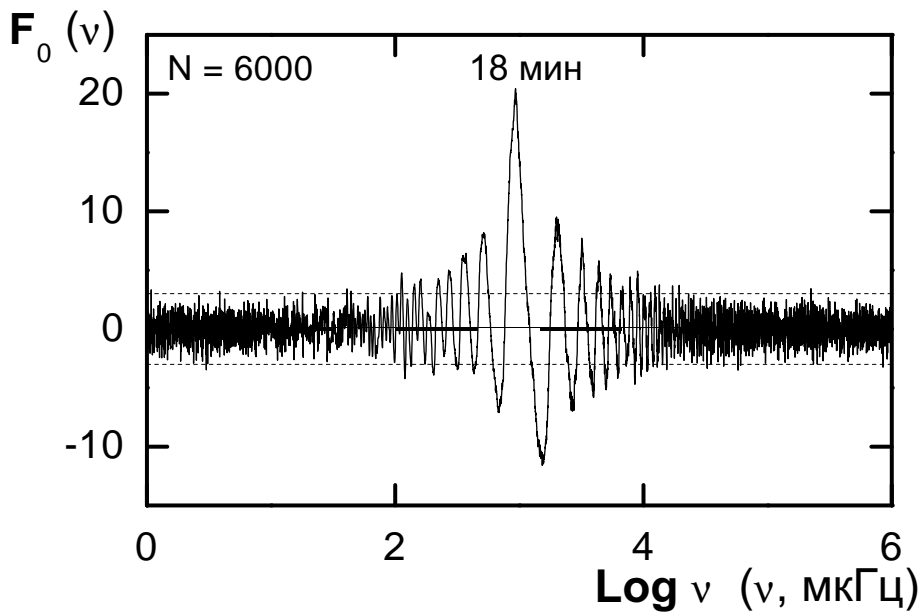


Рис. 3. То же, что на рис. 1, для 6000 “равномерно” распределённых случайных частот ν_i (диапазон периодов 0.01 – 10 сут). Максимальный пик отвечает периоду 18 мин, обусловленному высокочастотной границей распределения ν_i

6 Проблема “провала” периодов ВП

Согласно общепринятым представлениям (Масевич, Тутуков, 1988) типичная ВП состоит из аккрецирующего белого карлика и звезды главной последовательности (красного карлика), заполняющей полость Роша. К этому классу ТДС примыкают полуразделённые системы, в которых первичная компонента – не вырожденный карлик, а нейтронная звезда или чёрная дыра; к ним относят РДММ.

В распределении периодов ВП имеется т.наз. провал – значительный дефицит систем с $P_{orb} = 2 - 3$ ч. Разработано несколько теорий, объясняющих протекающие в них процессы и наличие провала действием различных механизмов, включая (а) ГИ, (б) усиленную конвекцию вторичной, (в) изменение скорости ядерного синтеза в оболочке или недрах вторичной, (г) потерю углового момента из-за переноса вещества при сильном магнитном поле и, в частности, при резком уменьшении магнитной активности вторичной (см., например, Вербунт, 1984; Тутуков и др., 1985; Масевич, Тутуков, 1988).

Риттер (1983), Спруит и Риттер (1983) показали, что ни ядерная эволюция вторичной, ни ГИ не могут быть ответственными за перенос вещества при $P_{orb} > 3$ ч; доминирующей причиной является магнитное торможение из-за магнитной активности вторичной.

Дефицит объектов для $P_{orb} \approx 2.5$ ч в теоретических моделях связывается с определёнными массами компонент, напряжённостью поля, темпом аккреции и другими параметрами системы. Согласно расчётам, основной фактор потери углового момента вблизи провала – при массе вторичной $\approx 0.3 \times M_{\odot}$ – не ГИ, а магнитный звёздный ветер (МЗВ; M_{\odot} – масса Солнца; Спруит, Риттер, 1983; Тутуков и др., 1985).

После существенной потери массы конвекция охватывает всю вторичную, приводя к почти пол-

ному прекращению динамо-процессов и сильному ослаблению или остановке МЗВ и переноса вещества. И хотя до сих пор нет убедительных обоснований выключения МЗВ, считается доказанным, что процесс наступает для $P_{orb} \approx 3$ ч. Перетекание вещества прекращается, и двойная перестаёт быть видимой из-за отсутствия горячего пятна в месте столкновения вещества, истекающего из вторичной, с аккреционным диском около первичной. Система входит в спокойное, невидимое состояние, – до тех пор, пока размер полости Роша не уменьшится настолько, что вторичная снова заполнит критическую полость, и перенос возобновится.

Такой сценарий, дающий простое и разумное объяснение провалу, основан на гипотезе, что фактически дефицита ВП с периодами ≈ 2.5 ч нет, а провал обусловлен *ненаблюдаемостью* систем при выключении переноса. Конечно, модель Спруита и Риттера (1983) – качественная и не обязана предсказывать *полное* отсутствие систем в провале. Это не исключает, однако, возможности, что провал – реальное, а не кажущееся явление. И если это так, то необходимо найти ему другое объяснение.

Заслуживает внимание и другая точка зрения: на деле имеет место *действительная нехватка* систем с $P_{orb} \approx 2.5$ ч. Тем более что за последние 20 лет обнаружено несколько ВП, находящихся точно в провале: для них не действует аргумент о выключении МЗВ. Надо полагать, следовательно, что феномен провала толком до сих пор не объяснён. И тогда правомерно предположить, что

- (1) провал – явление более значительное, чем просто ненаблюдаемость систем из-за ослабления или остановки переноса вещества,
- (2) имеет место фактический *дефицит* ВП для $P_{orb} \approx 2.5$ ч,
- (3) существует неизвестная физическая причина, вызывающая нестабильность систем с $P_{orb} \approx 2.5$ ч или ускоренное изменение таких периодов.

Ниже покажем, что одна из главных причин провала – излишек двойных с периодами примерно 102 и 204 мин. Физический смысл излишков неизвестен (см. п. 14).

7 Спектр вращения 452 ВП–систем

Чтобы охватить максимальный интервал частот – там, где ФС определена, – спектры вычисляем для $\log \nu$ при необходимом и достаточном разрешении по частоте. Будем искать наиболее соизмеримую частоту, т.е. максимум РС.

Спектр $F(\nu)$ для 452 сверхбыстрых двойных в широком частотном диапазоне – от 10 до 1000 мкГц – показан на рис. 4, где максимальный пик соответствует частоте $\nu_0 = 163 \pm 3$ мкГц, или периоду $P_0 = 102 \pm 2$ мин. (Неопределённости всюду соответствуют ошибке примерно $\pm 1\sigma$, а определены они так же, как для СМ временного ряда.) Априорная, т.е. на заданной частоте, значимость пика $W' = 8.2\sigma$. Число независимых частот $m \approx 100$, поэтому фактическая значимость $W = 7.5\sigma$. Пик – единственный достоверный, т.к. для всех остальных *положительных* пиков $W \lesssim 1\sigma$. (Минимумы означают, во-первых, *отсутствие* соизмеримости и, во-вторых, они могут быть артефактами метода вычислений из-за квази-зависимости, на определённых частотах, между соизмеримостью и несоизмеримостью.)

8 Распределение ВП–систем

Интересно, какими особенностями частот ВП обусловлен резонанс P_0 . Их распределение (рис. 5a) демонстрирует провал для периодов 2 – 3 ч, а также максимумы для $P_i \approx P_0 \approx 102$ мин и $\approx 2 \times P_0 \approx 204$ мин. Максимумы, согласно гипотезе п. 2, можно интерпретировать как следствие квази-соизмеримости частот ВП с “модулирующей” частотой $\nu_0 \approx 163$ мкГц, см. рис. 4. Можно, однако, утверждать, что резонанс – мнимый, а пики P_0 и $2 \times P_0$ на рис. 5a – артефакты, обусловленные провалом между парой указанных максимумов.

Чтобы отличить первичное от вторичного, тест со случайными числами, имитирующими вращение 452 “случайных” ВП, вряд ли поможет. СЧ должны иметь распределение, хотя бы грубо имитирующее распределение фактических ВП (рис. 5a), т.е. с аналогичными экстремумами. А это

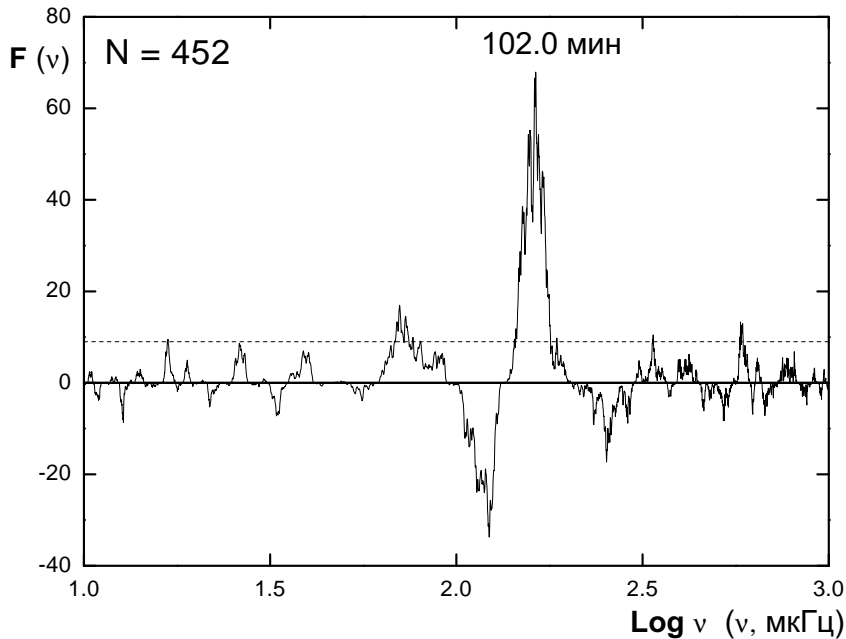


Рис. 4. Резонанс-спектр $F(\nu)$ для 452 двойных типа ВП. Штриховая линия соответствует уровню априорной значимости 3σ (то же на других подобных рисунках)

неизбежно приведёт к появлению пика $\approx P_0$. Требуется проверка независимой выборкой ТДС (см. п. 10).

Однако легко показать, что пик P_0 на рис. 4 не обусловлен максимумом 102 мин рис. 5а. Для этого выбросим 100 объектов с периодами, относящимися к диапазону $-1.3 < \log P_i < -1.0$ на рис. 5а. (Здесь P_i в сутках; эти объекты отбираем, естественно, случайным образом. Статистически результат не зависит от числа исключённых объектов: 90, 100 или 110; тем более что исключённые объекты выбирались случайно.)

Новое распределение на рис. 6 – для оставшихся *реальных* 352 ВП – не имеет экстремума для $P_i \approx 102$ мин. Однако в его спектре на рис. 7 по-прежнему доминирует – с априорной значимостью 4.6σ – пик 102 ± 2 мин!

9 5200 двойных

Интересно выполнить анализ для максимально возможного числа объектов. С этой целью, как указывалось в п. 5, составлен список всех ТДС Галактики с периодами < 10 сут и полным числом 5200, включая ВП. Распределение дополнительных 4748 ТДС – после удаления 452 ВП-систем из полной выборки $N = 5200$, – показано на рис. 5б.

Рис. 8 иллюстрирует спектр $F(\nu)$ всех 5200 систем. Максимальный пик отвечает $\nu_0 = 164.3 \pm 1.0$ мкГц (период $P_0 = 101.5 \pm 0.6$ мин) со значимостью $W' = 5.5\sigma$; фактическая значимость W , с учётом числа независимых частот $\approx 10^3$, примерно 4.0σ . Остальные пики не превышают уровня $W = 2\sigma$; они могут быть ложными или реальными, но во всяком случае они малы по сравнению с P_0 . (Пик 452 мин менее значим и, кроме того, он отсутствует в спектре ВП-систем на рис. 4; вопрос

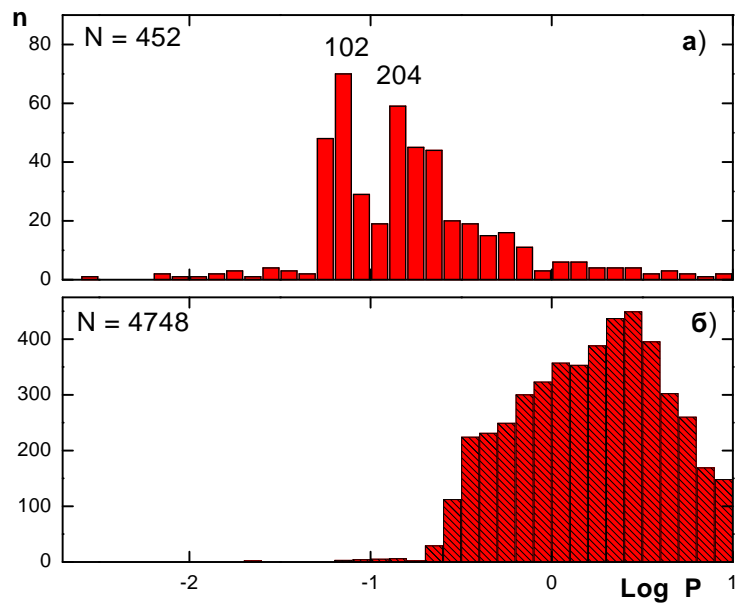


Рис. 5. Распределение по периоду (а) 452 ВП-систем и (б) остальных ТДС с периодами < 10 сут (с числом двойных $N = 4748$). Периоды P в сутках; вверху указаны экстремумы ВП, соответствующие периодам $P_0 \approx 102$ мин и $2 \times P_0 \approx 204$ мин.

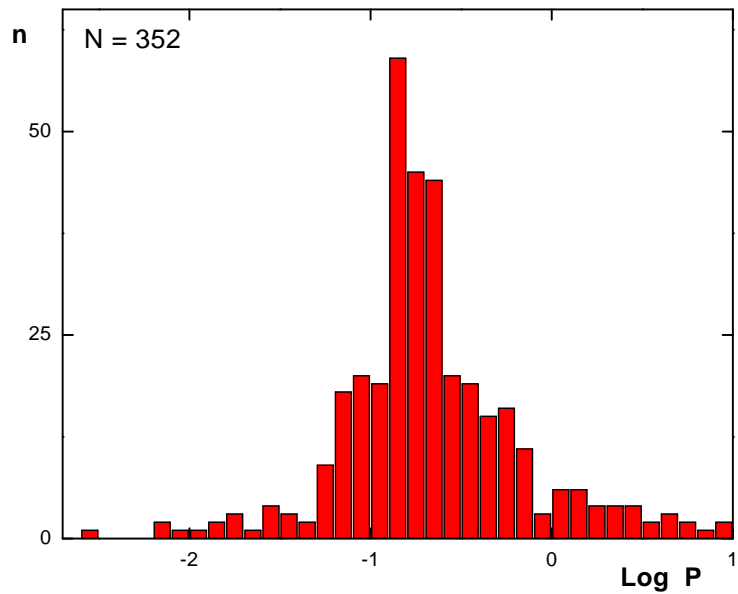


Рис. 6. То же, что на рис. 5а, для 352 сверхбыстрых систем

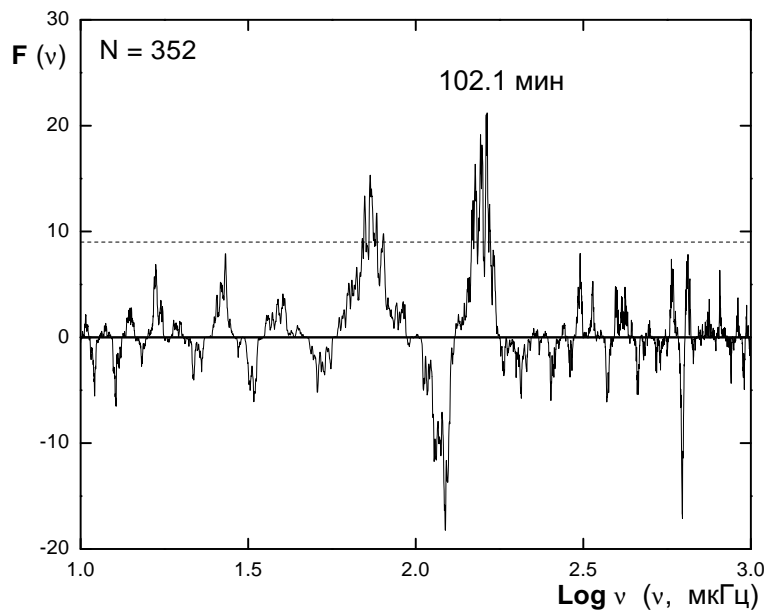


Рис. 7. Спектр $F(\nu)$ для 352 сверхбыстрых ТДС. Максимальный пик отвечает периоду 102.1 мин.

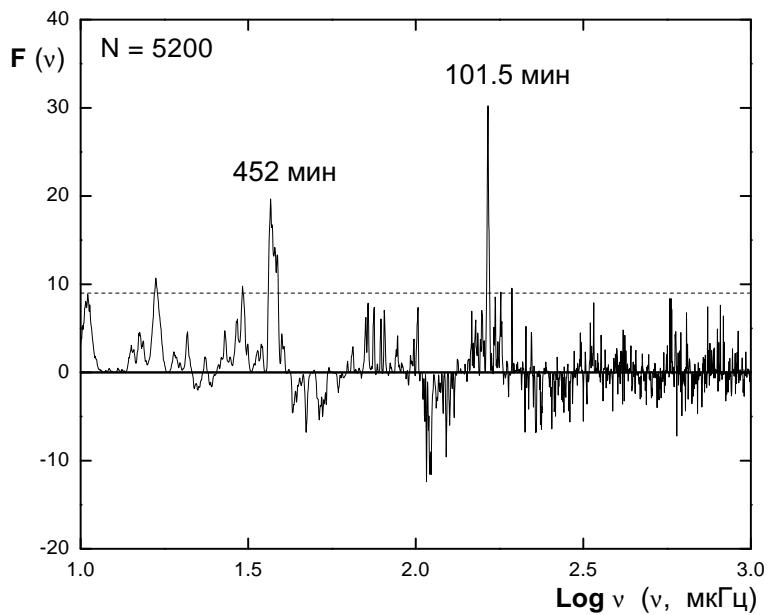


Рис. 8. То же, что на рис. 4, для 5200 двойных с периодами < 10 сут.

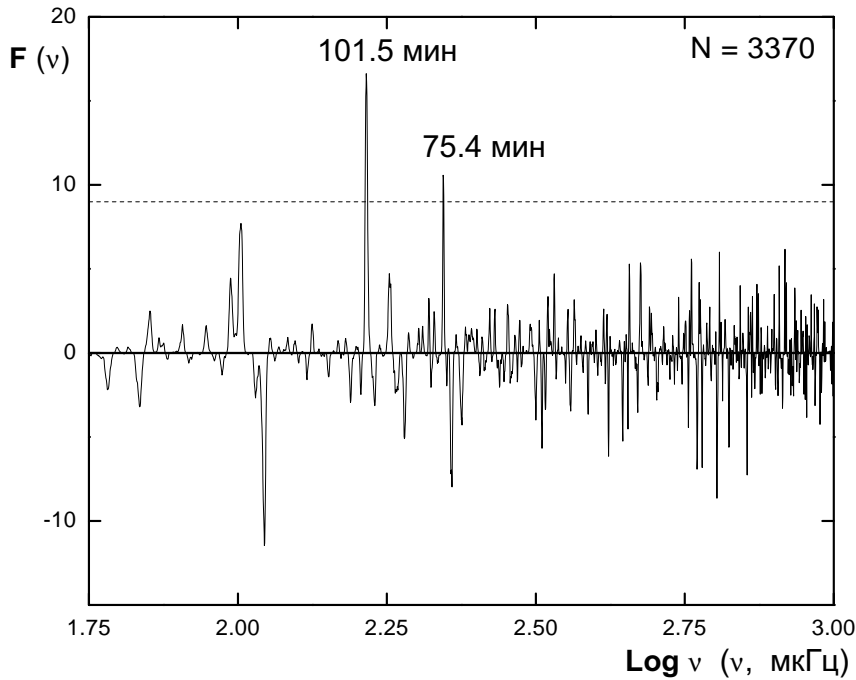


Рис. 9. То же, что на рис. 8, для 3370 двойных с периодами менее 3 сут.

же о его реальном или ложном происхождении требует отдельного рассмотрения. Формальная его значимость W на рис. 8 не превосходит 2.5σ .)

Итак, не только ВП-системы, но и *вся совокупность двойных* демонстрирует модуляцию частот ν_i “особой” частотой $\nu_0 \approx 164$ мкГц. Не лишне добавить, что

(а) спектр $F(\nu)$ вычислен для большого интервала частот (по периоду от 16.7 мин до 1.16 сут),

(б) P_0 -эффект на рис. 8 не зависит от длиннопериодной границы выборки, $P_l = 10$ сут, т.к. пик 102 мин, со значимостью W' в интервале $5.4\sigma - 6.4\sigma$, появляется при любом значении P_l от 1 до 10 сут (N при этом меняется от 1906 до 5200; см. также п. 10).

Естественно, что эффект не зависит и от короткопериодной границы: в списке ТДС лишь три системы имеют периоды менее 0.01 сут и нет систем, вращающихся быстрее, чем 400 об/сут (границу вообще можно не устанавливать).

10 Выборка $N = 4748$

Не обусловлен ли пик P_0 на рис. 8 тем, что он доминирует в меньшей выборке, $N = 452$, сверхбыстрых систем? Для ответа рассмотрим дополнительную выборку $N = 4748$, полученную из полного списка $N = 5200$ путём исключения 452 ВП-систем.

Фрагмент спектра $F(\nu)$ для 3370 двойных с периодами < 3 сут (без ВП) показан на рис. 9, где доминирует тот же пик $P_0 = 101.5$ мин (второй пик, 75.4 мин, незначим при учёте числа независимых пробных частот). Его значимость $W' = 4.1\sigma$; её же следует принять и в качестве *фактической* значимости W , поскольку рассматриваем эффект на априорно заданной частоте ν_0 , установленной в п. 7 по независимой выборке ВП-систем.

Таблица 1. Период P_0 и его значимость W' в спектрах $F(\nu)$, вычисленных при разных границах P_l ; $N = 4748$

P_l , сут	N	P_0 , мин	W'
10.0	4748	101.5 ± 0.4	3.7σ
8.0	4607	101.5 ± 0.5	3.5σ
7.0	4515	101.5 ± 0.5	3.7σ
6.0	4378	101.5 ± 0.6	3.7σ
5.0	4167	101.5 ± 0.7	3.4σ
4.5	4039	101.6 ± 0.8	3.6σ
4.0	3876	101.6 ± 0.9	3.7σ
3.5	3674	101.5 ± 1.0	4.1σ
3.0	3370	101.5 ± 1.2	4.1σ
2.5	3016	101.5 ± 1.5	3.9σ
2.0	2590	101.4 ± 1.8	3.9σ
1.5	2117	101.6 ± 2.4	3.4σ

Детальный анализ выборки $N = 4748$ ТДС (т.е. без ВП) показал, что эффект, как и выше, не зависит от границы P_l , – см. табл. 1, где как период, так и значимость W' пика меняются незначительно при сдвиге границы в пределах от 10 до 1.5 сут. Заметим, что значимость W' пика P_0 сохраняется на уровне примерно 4.0σ при изменении P_l от 2.0 сут до 3.5 сут и падает до 3.4σ – 3.7σ при $P_l \gtrsim 3.5$ сут. Это значит, что P_0 -эффект определяется в основном системами с короткими периодами, $\lesssim 3.5$ сут.

11 Средний резонанс–спектр

Число объектов, вращающихся медленно или быстро по отношению к пробной частоте ν , может быть существенно разным. Чтобы это учесть, введём “среднюю ФС”:

$$F_1'(\nu) = 2^{-1/2} [F_0'(\nu) + F_0''(\nu)], \quad (5)$$

где каждая из функций $F_0'(\nu)$ и $F_0''(\nu)$ суть основная ФС $F_0(\nu)$ согласно (3), но вычисляемая только для быстрых, $\nu_i \geq \nu$, или медленных, $\nu_i < \nu$, ротаторов соответственно. Определим также следующий спектр, РС:

$$F_1(\nu) = F_1'(\nu) \times |F_1'(\nu)|. \quad (6)$$

Этот спектр для 3812 систем с периодами < 3 сут (включая ВП) показан на рис. 10. Главный пик отвечает периоду 101.5 ± 0.8 мин со значимостью $W' = 8.2\sigma$ ($W = 7.0\sigma$). Пики $\approx 236, 429$ и 995 мин имеют гораздо меньшую амплитуду и могут быть артефактами вычислений; они формально незначимы или мало значимы в спектрах ВП и полной выборки $N = 5200$, см. рис. 4 и 8.

12 Тест со случайными числами

Для дополнительного доказательства реальности P_0 -эффекта полезно провести вычисления со случайным набором периодов P_i . Их распределение, однако, целесообразно взять не квази-равномерным, а более или менее грубо имитирующим реальное.

Взята выборка $N = 4748$ (рис. 5б), в которой реальные периоды P_i , в сутках, были заменены “искусственными” периодами

$$P_i' = P_i \times 10^{R_i}, \quad (7)$$

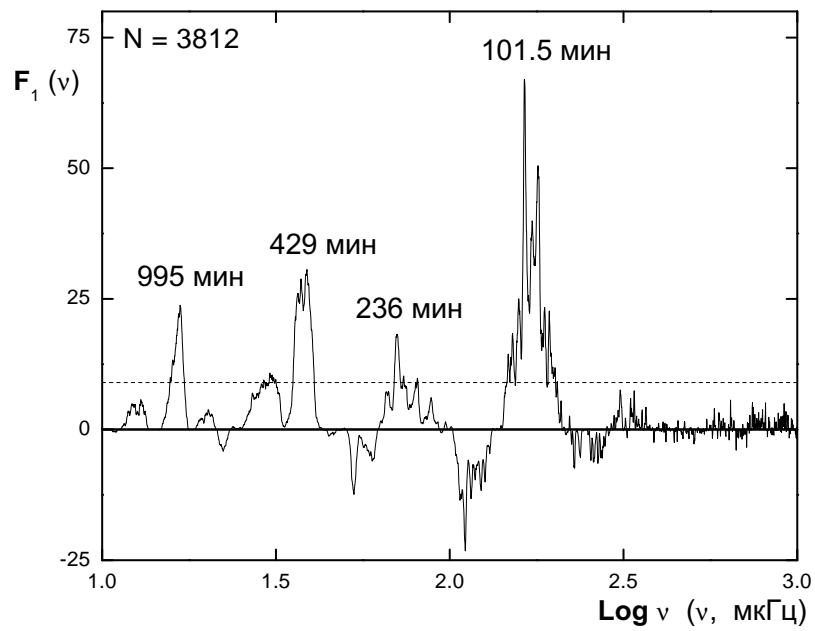


Рис. 10. Спектр $F_1(\nu)$ для 3812 двойных с периодами < 3 сут.

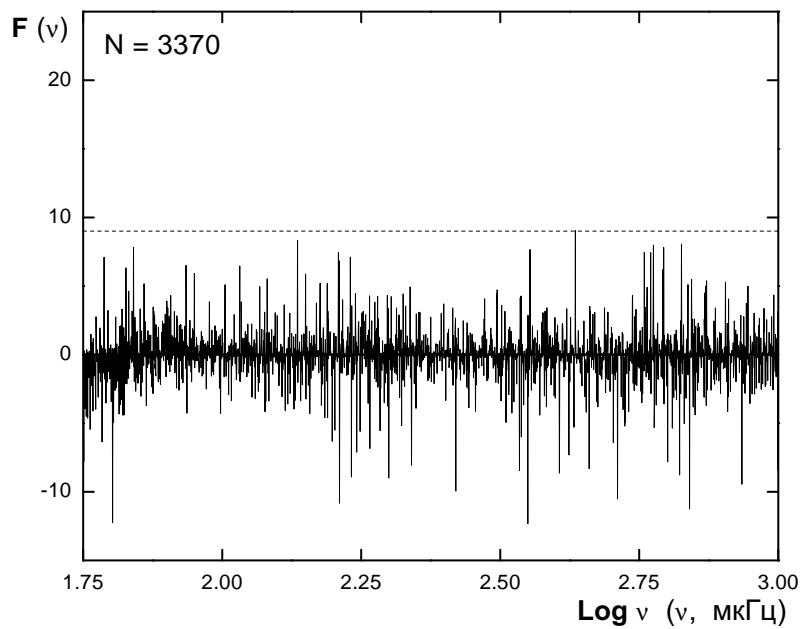


Рис. 11. То же, что на рис. 9, для 3370 "ложных" ТДС с периодами $\lesssim 3$ сут.

где R_i – равномерно распределённые СЧ в диапазоне от -0.1 до $+0.1$. Полученная новая выборка P'_i имитирует реальное распределение (рис. 5б) со случайным рассеянием $\log P_i$ в пределах $\log P_i \pm 0.1$.

Спектр $F(\nu)$ для полученной выборки 3370 “ложных” ТДС с периодами $\lesssim 3$ сут показан на рис. 11. Здесь нет ни одного пика, превышающего уровень $W' = 3\sigma$ и уровень фактической значимости 1σ . Для “шума” – псевдо-случайных ТДС – получили чисто шумовой спектр.

13 Волна или процесс неизвестной природы?

Существуют ограничения на амплитуду космологических и других ГВ в рассматриваемом диапазоне частот. Согласно расчётам Лиунова и Постнова (1987), например, амплитуда возмущений метрики h ГВ-фона от двойных Галактики для частот ≈ 100 мкГц достигает всего лишь $\sim 10^{-19.5}$; в то же время она превышает некоторые ГВ-спектры реликтового происхождения.

Под влиянием дискуссии (Уалгейт, 1983) о природе глобальных колебаний Солнца и гипотетических ГВ от γ - и рентгеновского источника Геминга, Андерсон и др. (1984) проанализировали доплеровские измерения радиосигнала межпланетной станции “Пионер-10”. Был получен следующий верхний предел для амплитуды синусоидальной, с периодом ≈ 2.7 ч, компоненты тензора гравитационных напряжений:

$$h \leq 3.3 \times 10^{-14}. \quad (8)$$

Пусть монохроматическая ГВ с амплитудой $h \sim 3.3 \times 10^{-14}$ и частотой ν_g падает на двойную с частотой $\nu_{orb} = \nu_g/2$ (случай взаимного резонанса) и состоящую из двух точечных масс, находящихся на кеплеровской орбите с большой относительной полуосью a . Для простоты допустим также, что двойная всё время находится в резонансе с внешней ГВ. Тогда за один оборот относительное изменение периода, по порядку величины,

$$\Delta P / P \sim \Delta a / a \sim h, \quad (9)$$

где период двойной P примем равным 3 ч. Двойная выйдет из резонанса после N_c циклов, когда $N_c \times \Delta P/P \sim 1$. Для этого потребуется время (в секундах)

$$\tau \sim N_c \times P \sim P/h \sim 3.3 \times 10^{17}, \quad (10)$$

сравнимое с возрастом Вселенной. Если учесть, что система *постепенно* выходит из резонанса и влияние ГВ уменьшается, процесс должен происходить ещё медленнее. Таким образом, предположение о некоей монохроматической ГВ космологического происхождения не в состоянии объяснить наблюдаемый ν_0 -резонанс. Это делает невозможным трактовать эффект как проявление ГВ, возникшей на ранних стадиях Вселенной, – может быть, при её “рождении”, как следствие гипотетического Большого взрыва.

Заметим, однако, что и само явление ГВ, предсказываемое ОТО, пока экспериментально не доказано. (Известные явления в ТДС и двойных пульсарах можно пока считать лишь *косвенными* подтверждениями ГИ.) Но если не ГВ, то какому другому физическому явлению – процессу, волне, колебанию – можно приписать ν_0 -резонанс ТДС, особенно сильно выраженный для ВП-систем?

14 Заключение

Число сверхбыстрых двойных (в общем списке 5200 объектов), с периодами $\lesssim 102$ мин, гораздо меньше, чем число медленных ротаторов. В то же время относительный P_0 -эффект, как показало дополнительное рассмотрение, более сильный именно для сверхбыстрых ротаторов.

Анализ не показал значимых *дефицитов* ТДС на частотах, кратных какой-либо выделенной частоте и обусловленных гипотетическим резонансом ТДС с (квази-) ГВ-волной. (Некоторое указание на “эффект дефицита” получено Котовыми, 1998; но с учётом замечания в конце п. 2 следует признать, что вопрос о “дефиците” требует специального рассмотрения.)

Но зато здесь обнаружился сильный эффект соизмеримости, или резонанса, с “особой” частотой $\nu_0 = 164.3 \pm 1.0$ мкГц (период $P_0 = 101.5 \pm 0.6$ мин). Статистическая значимость, W , эффекта, по разным оценкам, велика, от 4σ до 7σ , – а формальная вероятность p получить результаты, показанные на рис. 8 – 10, примерно $10^{-4} - 10^{-12}$. Определяя значимость по независимой – от ВП-систем – выборке ТДС, в качестве объективной и *минимальной* оценки достоверности следует принять $W \approx 4\sigma$, что соответствует $p \approx 6 \times 10^{-5}$. Знак эффекта говорит об *излишках* двойных на частотах $\nu'' \approx Z^k \times \nu_0$, т.е. об относительной *устойчивости* соответствующих орбит.

Природа ν_0 -соизмеримости непонятна. Эффект настолько сильный, что он в явном виде демонстрируется популяцией сверхбыстрых двойных – ВП-системами (рис. 4 и 5a). По сути же он означает наличие “совершенного” анти-резонанса для орбитальных частот ν'' , которые, согласно гипотезе, *соизмеримы* с частотой ν_0 и, соответственно, *несоизмеримы* с частотой “действующей волны” (периодического процесса неизвестной природы)

$$\nu_g = 2 \times \nu_0 / \psi . \quad (11)$$

Вопрос о факторе *совершенной* несоизмеримости (анти-резонанса) ψ наше исследование оставляет открытым. Установление его численного значения требует дополнительного анализа ТДС с привлечением, наверное, более обширных данных. Согласно предварительному анализу Котовых (2000) таким фактором является число π , характеризующее геометрию нашего пространства.

Присутствие значимого P_0 -эффекта для тысяч “обычных” двойных с периодами $\lesssim 3.5$ сут заставляет по-новому взглянуть на проблему провала периодов ВП и искать ему новое теоретическое истолкование. Феномен “особой” частоты ν_0 (и, соответственно, скрытой модулирующей частоты ν_g) представляет интерес для физики ТДС, теории гравитации и космологии.

Автор признателен неизвестному критику за выражения (9) и (10), указанные им в рецензии и говорящие о невозможности приписать явление ГВ космологического происхождения (в рамках современной теории гравитации). Он также благодарен Г. Риттеру за данные о взрывных переменных, С.В. Котову и В.И. Ханейчуку за консультации при вычислениях и Н.Г. Суницу за помощь в обработке каталогов ТДС. Особую признательность автор выражает Ф.М. Саншэ за обсуждение проблемы “когерентной космической осцилляции”. Работа получила поддержку INTAS (грант N 2000 – 840).

Литература

- Андерсон и др. (Anderson J.D., Armstrong J.W., Estabrook F.B. et al.) // Nature. 1984. V. 308. P. 158.
 Брагинский В.Б. // Успехи физ. наук. 1965. Т. 86. С. 433.
 Бэттен и др. (Batten A.H., Fletcher J.M., MacCarthy D.G.) // Publ. Dominion Astrophys. Obs. 1989. V. 17. P. 1.
 Вербунт (Verbunt F.) // Mon. Not. Roy. Astron. Soc. 1984. V. 209. P. 227.
 Зельдович Я.Б. и Новиков И.Д. // Релятивистская астрофизика. М.: Наука. 1967. С. 656.
 Котов В.А. // Изв. Крымск. астрофиз. обсерв. 1986. Т. 74. С. 69.
 Котов, Котов (Kotov V.A., Kotov S.V.) // Astron. Astrophys. Trans. 1998. V. 15. P. 185.
 Котов, Котов (Kotov S.V., Kotov V.A.) // Joint European and National Astronomy Meeting 2000. Book of abstracts. Moscow: GEOS. 2000. P. 80.
 Липунов В.М. и Постнов К.А. // Астрон. журн. 1987. Т. 64. С. 438.
 Масевич А.Г. и Тутуков А.В. // Эволюция звёзд: теория и наблюдения. М.: Наука. 1988. С. 280.
 Пресс У. и Торн К. // Успехи физ. наук. 1973. Т. 110. С. 569.
 Риттер (Ritter H.) // Mitt. Astron. Ges. 1983. N. 60. P. 159.
 Риттер, Колб (Ritter H., Kolb U.) // Astron. Astrophys. Suppl. Ser. 1998. V. 129. P. 83.
 Спруит, Риттер (Spruit H.C., Ritter H.) // Astron. Astrophys. 1983. V. 124. P. 267.
 Тутуков А.В., Фёдорова А.В., Эргма Э.В., Юнгельсон Л.Р. // Письма в Астрон. журн. 1985. Т. 11. С. 123.
 Тутуков, Юнгельсон (Tutukov A.V., Yungelson L.R.) // Acta Astron. 1979. V. 29. P. 665.

Уалгейт (Walgate R.) // Nature. 1983. V. 305. P. 665.

Удальский и др. (Udalski A., Olech A., Szymański M. et al.) // Acta Astron. 1996. V. 46. P. 51.

Холопов П.Н. Самусь Н.Н., Горанский В.П. и др. // Общий каталог переменных звёзд. Т. 1. М.: Наука. 1985а. С. 376.

Холопов П.Н. Самусь Н.Н., Горанский В.П. и др. // Общий каталог переменных звёзд. Т. 2. М.: Наука. 1985б. С. 360.

Холопов П.Н. Самусь Н.Н., Горанский В.П. и др. // Общий каталог переменных звёзд. Т. 3. М.: Наука. 1987. С. 368.