УДК 524.824: 519.876

АСИММЕТРИЧНЫЕ ВЙВЛЕТ-СИГНАЛЫ ГРАВИТАЦИОННЫХ ВОЛН

Мазуркин П.М.

Поволжский государственный технологический университет, Йошкар-Ола, e-mail: kaf_po@mail.ru

Показана методика выявления и анализа закономерности изменения амплитуды гравитационных волн в зависимости от периода обращения 10 пульсаров.

Ключевые слова: пульсары, период обращения, гравитационные волны, закономерности амплитуды, плещущая Вселенная

ASYMMETRIC WAVELET-SIGNALY OF GRAVITATIONAL WAVES

Mazurkin P.M.

Volga State Technological University, Yoshkar-Ola, e-mail: kaf_po@mail.ru

The technique of identification and the analysis of regularity of change of amplitude of gravitational waves depending on a cycle time of 10 pulsars is shown.

Keywords: pulsars, cycle time, gravitational waves, the regularities, the splashing Universe

В докладе [2, с. 62–72] дано решение измерительной задачи обнаружения и идентификации гравитационных волн (ГВ) от двойных астрофизических источников, причем по каждому из них без представления 10 пульсаров (табл. 1) как организованного множества.

Это множество принимается за целостность. В табл. 1 приняты условные обозначения: T – период обращения пульсара, сутки; h_0 – амплитуда гравитационной волны.

Таблица 1

Источники гравитационных волн [2]

№ п/п	Пульсар	T, сутки	h_0, $\cdot 10^{-22}$
1	PSR J0737−3039A/B	0,10225	7,00
2	PSR J1537 + 1155	0,42074	2,60
3	PSR J1829 + 2456	1,17603	1,70
4	PSR J0700 + 6418	1,02867	1,60
5	PSR J1141−6545	0,19765	1,10
6	PSR J1439−5501	2,11794	1,00
7	PSR J1756−2251	0,31963	0,96
8	PSR J1757−5322	0,45331	0,86
9	PSR J1906 + 0746	0,16599	0,71
10	PSR J0751 + 1807	0,26314	0,67

Наш метод идентификации [3–6] значительно отличается и **цель статьи** – показать методику вейвлет-анализа, на примере табл. 1, и выявления устойчивых и явно нелинейных волновых закономерностей изменения амплитуды ГВ в зависимости от периода обращения двойных пульсаров. Тем самым будет доказана гипотеза о плещущей Вселенной [1].

Вейвлет (всплеск) – это математическая функция. Английское слово «wavelet» означает в переводе «маленькая волна». Вейвлеты – это семейство функций, «волны, идущие друг за другом». Осью абсцисс может быть не только время (в нашем случае период обращения пульсара), но и любая другая физическая величина. Вейвлет имеет четкую амплитудно-частотную характеристику.

При этом гармоничный вейвлет любой природы и асимметричной формы имеет вид

$$y = \sum_{i=1}^{m} y_i; \quad y_i = A_i \cos(\pi x / p_i - a_{8i});$$

$$A_i = a_{1i} x^{a_{2i}} \exp(-a_{3i} x^{a_{4i}});$$

$$p_i = a_{5i} + a_{6i} x^{a_{7i}}, \qquad (1)$$

где y – показатель (амплитуда гравитационных волн); i – номер составляющей; m – количество членов (1); x – объясняющая переменная; A – амплитуда (половина) вейвлета (ось y); p – полупериод колебания (ось x); $a_1 ... a_8$ – параметры (1) по исходным данным из табл. 1.

Сигнал – это материальный носитель информации. А информация нами понимается как ***мера взаимодействия*** [8]. Сигнал может генерироваться, но его приём не обязателен.

Идентификация структурная. По принципу «от простого к сложному» можно предложить (табл. 2) «кирпичики» для построения, по ходу структурно-параметрической идентификации, любой конструкции искомой статистической модели.

В табл. 2 показаны все «нормальные» фрагменты, у которых впереди могут быть оперативные константы «+» и «–». Шесть устойчивых законов распределения являются частными случаями нашего биотехнического закона, показанного внизу табл. 2.

Таблица 2

Математические конструкты для построения статистической модели

Фрагменты без предыстории изучаемого явления или процесса	Фрагменты с предысторией изучаемого явления или процесса
$y = ax$ – закон линейного роста или спада (при отрицательном знаке перед правой стороной формулы)	$y = a$ – закон не влияния принятой переменной на показатель, который имеет предысторию значений
$y = ax^b$ – закон показательного роста (закон показательной гибели $y = ax^{-b}$ не является устойчивым, из-за бесконечности при нулевом значении переменной	$y = a\exp(\pm cx)$ – закон Лапласа (Ципфа в биологии, Парето в экономике, Мандельброта в физике) экспоненциального роста или гибели, относительно которого создан метод операторных исчислений
$y = ax^b\exp(-cx)$ – биотехнический закон в упрощенной форме	$y = a\exp(\pm cx^d)$ – **закон экспоненциального роста или гибели**, – по автору статьи
$y = ax^b\exp(-cx^d)$ – **биотехнический закон**, предложенный проф. П.М. Мазуркиным	

Устойчивые законы и закономерности на их основе делают выбор эмпирического уравнения осмысленным, и поэтому вероятностное моделирование остается только при случайном поиске программной средой CurveExpert значений параметров искомой модели.

Идентификация проводится статистической обработкой данных табл. 1 так:

– вначале выявить детерминированные нелинейные закономерности;

– затем дополнять эти трендовые закономерности колебательными возмущениями.

Идентификация параметрическая. Она выполнялась в программной среде CurveExpert-1.40 [6] и этой технологией пользуются студенты и аспиранты. На сквозных примерах методология структурно-параметрической идентификации подробно показана в [4]. Выбор структуры искомой модели выполняется из устойчивых законов, приведенных в табл. 2.

Параметрическая идентификация прекращается при достижении погрешности измерений. По табл. 1 цена деления показателя равна 0,01 и погрешность ±0,005e-22.

Уровни адекватности закономерностей. В табл. 3 приведены интервалы коэффициента корреляции как меры адекватности искомой закономерности.

Таблица 3

Уровни факторных связей по коэффициенту корреляции

Интервал коэффициента корреляции	Характер тесноты связи между факторами		
	существующая классификация	шкала для технических измерений	шкала для прецизионных измерений
1	Сильная связь	Однозначная	Однозначная
0,99…1,00		Сильнейшая	Почти однозначная
0,95…0,99			Сверхсильная
0,90…0,95			Сильнейшая
0,7…0,9		Сильная	Сильная
0,5…0,7	Слабая связь	Средняя	Средняя
0,3...0,5		Слабоватая	Слабоватая
0,1…0,3	Нет связи	Слабая	Слабая
0,0…0,1		Слабейшая	Слабейшая
0		Нет связи	Нет связи

Для многих объектов, включая и пульсары по данным табл. 1, пришлось ввести еще два интервала уровня адекватности, что нами было выполнено только при моделировании распределений рядов простых чисел [4]. Это указывает на высокий уровень адекватности закономерности амплитуды гравитационных волн, проявляющийся в найденной закономерности в зависимости от периода обращения пульсара.

Детерминированная модель. В общем случае не волновая модель (тренд, тенденция) содержит сумму двух биотехнических законов [3–6] и получает вид уравнения

$$y_m = y_{m1} + y_{m2};\quad y_{m1} = a_1 x^{a_2}\exp\left(-a_3 x^{a_4}\right);$$

$$y_{m2} = a_5 x^{a_6}\exp\left(-a_7 x^{a_8}\right), \qquad (2)$$

где y_m – тренд (тенденция); x – объясняющая переменная; $a_1 ... a_8$ – параметры модели (2).

Каждый параметр модели (2) имеет физический смысл, который подробно был пояснен во многих наших публикациях. По принципу «от простого к сложному», применительно к 10 пульсарам, в табл. 4 даны частные формы общей статистической закономерности (2).

Таблица 4

Параметры тренда (2) влияния периода обращения пульсаров на амплитуду гравитационных волн

Варианты модели	Параметры общей статистической трендовой закономерности (2)								Коэффициент корреляции
	a_1	a_2	a_3	a_4	a_5	a_6	a_7	a_8	
1	1,82	0	0	0	0	0	0	0	0
2	2,26150	0	0	0	–0,70693	1	0	0	0,2357
3	2,73507	0	0,87050	1	0	0	0	0	0,2732
4	Модифицированная модель Лапласа в виде $y = a\exp(-cx^d)$ из табл. 2 не идентифицируется								
5	2309916,3	0	26,95240	1	–2309806,8	0	26,95240	1	0,7216
6	10027675,0	0	13,12154	0,12624	–755829,32	0	10,62554	0,16659	0,9681

Первый вариант является среднестатистическим значением (отличается от среднего арифметического по негауссовым распределениям) и показывает отсутствие факторной связи. Что это не среднее, видно из второго варианта по линейной модели. Однако дальнейшее усложнение линейной модели в виде полинома не имеет физического смысла, так как даже экономисты примерно с 1995 г. перестали публиковать статьи с квадратичным уравнением.

Закон Лапласа-Мандельброта (вариант 3) имеет физический смысл и поэтому существенно отличается от гиперболы показательного закона. Но она груба для идентификации и поэтому нам пришлось ввести в формуле $y = a\exp(-cx^d)$ третий параметр – интенсивность гибели d. Но она на примере из табл. 1 не идентифицируется, что указывает на многочленность искомой модели. Сильную адекватность с коэффициентом корреляции 0,7216 получила формула (вариант 5) с двумя законами Лапласа, причем второй член получил отрицательный знак и поэтому дает отрицательную сущность образования гравитационных волн.

При идентификации всегда нужно стараться довести конструкцию искомой закономерности до полноты, т.е. должна быть формула с двумя модификациями закона Лапласа.

Для пользования читателем запишем тренд со всеми значащими цифрами, полученными в распечатке (рис. 1 и табл. 5) от программной среды CurveExpert-1.40 в виде формулы

$$10^{22} h_0^{\det} = h_0' - h_0''; \qquad (3)$$

$$h_0' = 10027675,0\exp\left(-13,121543T^{0,12623693}\right);$$

$$h_0'' = 755829,32\exp\left(-10,625543T^{0,16659139}\right).$$

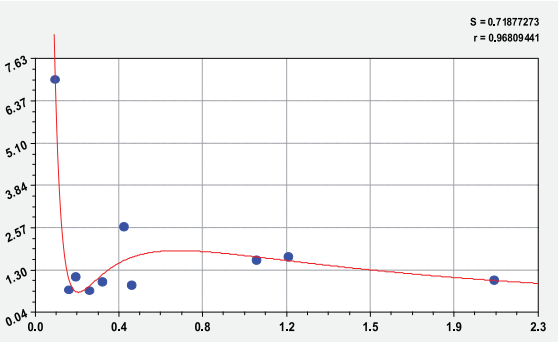
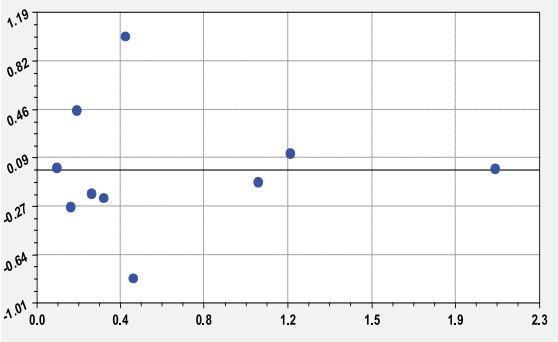


график не волновой закономерности (3)



остатки (абсолютная погрешность) от модели (3)

Рис. 1. Модель трендового изменения амплитуды гравитационной волны от периода 10 пульсаров

На графике видна «энергетическая яма», из которой амплитуда ГВ постепенно выбирается, но затем снова медленно уменьшается. Если хотим получить высокоадекватную модель, то нужно просчитать относительную погрешность (табл. 5) в каждой точке измерений.

Остатки вычисляются по выражению $\varepsilon = \hat{y} - y$, где $\hat{y}$ – фактические значения показателя по данным табл. 1. Тогда относительная погрешность будет равна $\Delta = 100\varepsilon / \hat{y}$.

Таблица 5

Источники гравитационных волн (детерминированная модель)

№ п/п	Пульсар	T, сутки	h_0, $\cdot 10^{-22}$	ε, $\cdot 10^{-22}$	Δ, %
1	PSR J0737−3039A/B	0,10225	7,00	0,0179787	0,26
2	PSR J1537 + 1155	0,42074	2,60	1,00388	38,61
3	PSR J1829 + 2456	1,17603	1,70	0,121599	7,15
4	PSR J0700 + 6418	1,02867	1,60	−0,0927417	−5,80
5	PSR J1141 − 6545	0,19765	1,10	0,449256	40,84
6	PSR J1439 − 5501	2,11794	1,00	0,0102664	1,03
7	PSR J1756 − 2251	0,31963	0,96	−0,213069	−22,19
8	PSR J1757 − 5322	0,45331	0,86	−0,822702	**−95,66**
9	PSR J1906 + 0746	0,16599	0,71	−0,281154	−39,60
10	PSR J0751 + 1807	0,26314	0,67	−0,178407	−26,63

Максимальная относительная погрешность Δ_{max} равна 95,66% и такая адекватность искомой статистической модели, пусть даже в одной точке измерений, явно недостаточна.

Волновые функции. По остаткам от не волновой модели по формуле (3) был получен (рис. 2) вейвлет-сигнал с переменными амплитудой и периодом (частотой) колебания.

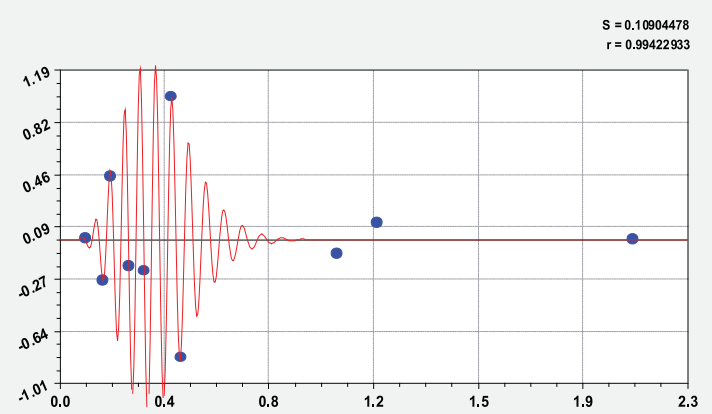


Рис. 2. Вейвлет-сигнал от 10 пульсаров

Любое колебательное возмущение в мироздании происходит, по-видимому, для какой-то адаптации. Из графика на рис. 2 четко видно, что колебательное возмущение системы происходит в интервале периода обращения пульсаров 0,1–1,0 сутки.

Из табл. 1 замечаем, что в этом интервале находятся семь звёздных систем, кроме трех пульсаров PSR J0700 + 6418, PSR J1829 + 2456 и PSR J1439 − 5501. Они расположены справа от пойнтер-точки 1,0. Но тогда получается, что земные сутки имеют явный космологический смысл.

После объединения с трендовой моделью (3) получен график (рис. 3) по формуле

$$10^{22} h_0 = h_0' - h_0'' - h_0''', \qquad (4)$$

$$h_0' = 10045323,0 \exp\left(-13,119909 T^{0,12626419}\right);$$

$$h_0'' = 756173,15 \exp\left(-10,623393 T^{0,16669273}\right);$$

$$h_0''' = A \cos(\pi T / p - 1,9533714);$$

$$A = 8818451,6 T^{6,9045766} \exp\left(-20,078887 T^{0,79921735}\right);$$

$$p = 0,024032547 + 0,0074953829 T^{1,0864166}.$$

Здесь: A – амплитуда (половина) колебательного возмущения показателя (амплитуды ГВ); p – полупериод колебательной адаптации пульсаров (к чему?). Причем выражение $1/p$ является частотой колебания, но для привязки к размерности абсцисс удобнее полупериод.

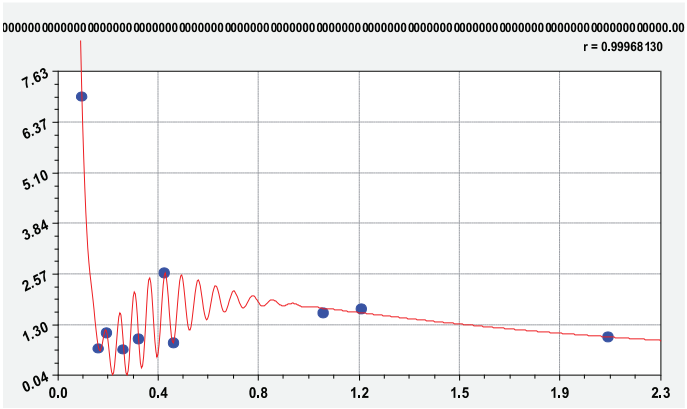


Рис. 3. Трендовая модель с вейвлет-сигналом по формуле (4)

Таким образом, на первом этапе изменения амплитуды ГВ в интервале от нуля до 0,10225 суток происходит обвал. Но коллапса не происходит, так как на втором этапе пульсары попадают в режим «встряски» для повышения амплитуды ГВ. Однако, после завершения колебательной адаптации, на третьем этапе происходит медленное снижение амплитуды ГВ. Погрешность идентификации модели (4) резко уменьшилась, и она показана в табл. 6.

Таблица 6

Источники гравитационных волн (тренд + вейвлет)

№ п/п	Пульсар	T, сутки	h_0, $\cdot 10^{-22}$	ε, $\cdot 10^{-22}$	Δ, %
1	PSR J0737−3039A/B	0,10225	7,00	0,00130342	0,02
2	PSR J1537 + 1155	0,42074	2,60	0,00670432	0,26
3	**PSR J1829 + 2456**	1,17603	1,70	0,10096	5,94
4	**PSR J0700 + 6418**	1,02867	1,60	−0,103008	**−6,44**
5	PSR J1141 − 6545	0,19765	1,10	−0,000579524	−0,05
6	PSR J1439 − 5501	2,11794	1,00	0,00129265	0,13
7	PSR J1756 − 2251	0,31963	0,96	−0,000654166	−0,07
8	PSR J1757 − 5322	0,45331	0,86	0,00636158	0,74
9	PSR J1906 + 0746	0,16599	0,71	−0,00575445	−0,81
10	PSR J0751 + 1807	0,26314	0,67	0,00685909	1,02

Гравитационное колебательное возмущение дает погрешность модели (4) до 6,44%.

Два пульсара, выделенные в табл. 6, дали возможность идентификации параметров второго вейвлет-сигнала.

Но вначале сопоставим уравнение (4) по изменению амплитуды ГВ с общеизвестным и в физике законом Лапласа $y = a\exp(-cx)$.

По этому закону Лапласа-Мандельброта (вариант 5 из табл. 3) должен происходить коллапс Вселенной, как это показано на рис. 4, по формуле вида

$$h_0 = 2309916{,}3\exp(-26{,}952398T) - 2309806{,}8\exp(-26{,}952398T). \quad (5)$$

Уравнение (5) «работает» только в интервале периода обращения пульсаров 0,0–0,4 сутки. При этом в этой модели активность гибели 26,952398 одинакова по двум конусам причинности (положительная и отрицательная причинности одинаково реагируют). А для условия $T = 0$ получается малая разница в амплитуде сильного апериодического колебания ГВ всего в 2309916,3 – 2309806,8 = 109,5 единиц.

Тогда широко известное в физике уравнение Мандельброта $y = a\exp(-cx)$ неточное.

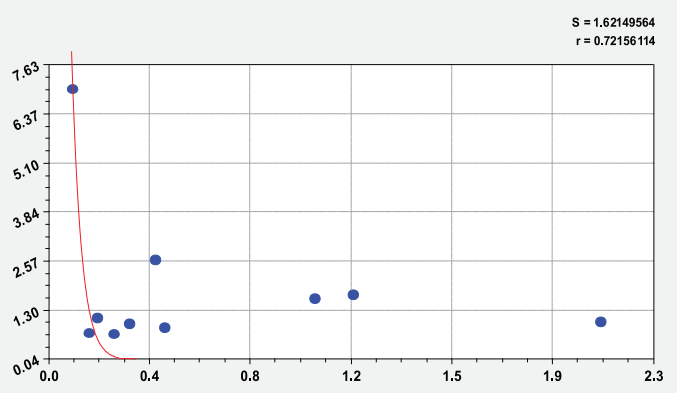


Рис. 4. Коллапс с достижением амплитуды гравитационной волны до нуля в интервале периода обращения пульсаров от нуля до 0,4 сутки по двум экспоненциальным законам Лапласа-Мандельброта

Модель плещущейся Вселенной. По остаткам от модели (4) был получен второй асимметричный вейвлет-сигнал, график которого показан на рис. 5.

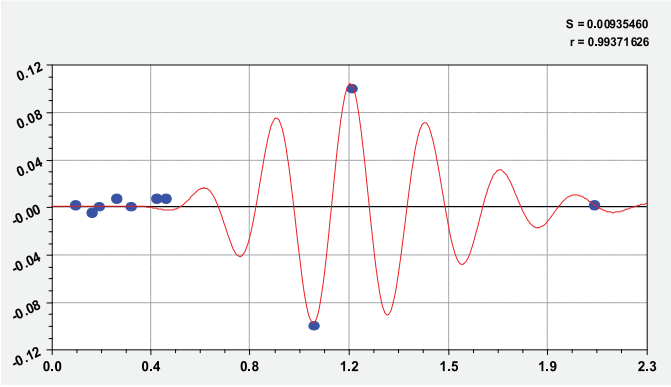


Рис. 5. График второго асимметричного вейвлет-сигнала

Интервал охвата периода обращения пульсаров в этом втором колебании изменяется от 0,4 до 2,2–2,3 сутки. Поэтому два колебания накладываются друг на друга в диапазоне 0,4–1,0 сутки.

Совместно с формулой (4) получилась (рис. 6) модель вида

$$10^{22} h_0 = h_{01} - h_{02} - h_{03} + h_{04}; \qquad (6)$$

$$h_{01} = 10045843,0 \exp\left(-13,119916 T^{0,12626636}\right);$$

$$h_{02} = 756195,75 \exp\left(-10,623253 T^{0,16669093}\right);$$

$$h_{03} = A_1 \cos(\pi T / p_1 - 1,9456439);$$

$$A_1 = 8808164,2 T^{6,9036732} \exp\left(-20,080126 T^{0,7992200}\right);$$

$$p_1 = 0,024095462 + 0,0073109174 T^{1,0864200};$$

$$h_{04} = A_2 \cos(\pi T / p_2 - 3,2854931);$$

$$A_2 = 2631,0001 T^{9,3234819} \exp(-9,7213955 T);$$

$$p_2 = 0,13093392 + 0,0014765024 T^{2,122200}.$$

Из формулы (6) видно, что периоды колебаний амплитуды ГВ при условии $T = 0$ равны у первого вейвлета $2 \cdot 0,024095462 = 0,048190924$ и второго асимметричного колебания $2 \cdot 0,13093392 = 0,26186784$ единиц (надо учесть еще 10^{-22}). Отношение второго колебания к первому вейвлету будет равно 5,43398. Частота двух колебаний ГВ при условии $T = 0$ у бесконечно быстро вращающегося теоретически пульсара равны 20,750805e22 и 3,818721e22.

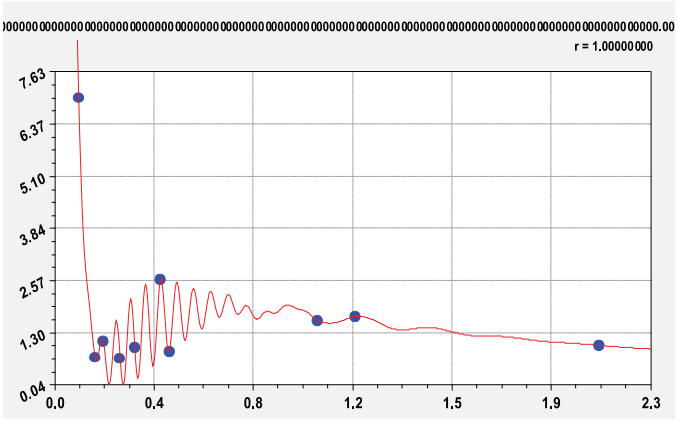


Рис. 6. График статистической модели (6) изменения амплитуды гравитационных волн от периода обращения 10 пульсаров

Анализ модели плещущейся Вселенной. Вначале модель (6) запишем в матричной форме, как это показано в табл. 7. При этом номера составляющих общей модели (1) запишем не по ходу идентификации, а по группам в виде двух конусов причинности из релятивистской теории гравитации.

Далее рассчитали в Excel каждую составляющую модели (6), а затем нашли долевое участие α. При заданных значениях фундаментальных постоянных e и π с 18-ю знаками после запятой формула (6) позволяет рассчитать амплитуду ГВ в интервале $T = (0,1e12)$. Но, уже после периода обращения 81760 суток, практически можно принять $h_0 \to 0$.

Таблица 7

Параметры волнового уравнения (6) распределения 10 пульсаров по влиянию периода их обращения на амплитуду гравитационных волн по общей модели (1)

№ i	Амплитуда колебания				Полупериод и сдвиг колебания				Доля, %
	a_{1i}	a_{2i}	a_{3i}	a_{4i}	a_5	a_{6i}	a_{7i}	a_{8i}	
I. Первый конус причинности РТГ гравитационных волн									43892,18
1	10045843,0	0	13,119916	0,12626636	0	0	0	0	43892,18
4	2631,0001	0,3234819	9,7213955	1	0,13093392	0,0014765024	2,122200	3,2854931	≈ 0
II. Второй конус причинности РТГ гравитационных волн									–43792,18
2	–756195,75	0	10,623253	0,16669093	0	0	0	0	–43745,90
3	–8808164,2	6,9036732	20,080126	0,7992200	0,024095462	0,0073109174	1,086420	1,9456439	–47,45

При условии $T = 0$ получаем значение амплитуды ГВ, равное $9{,}28964725 \cdot 10^{-18}$.

Из данных таблицы 4 возьмем среднестатистическую амплитуду ГВ одного пульсара, равную $1{,}82 \cdot 10^{-22}$. Тогда, по ориентировочной численности пульсаров во Вселенной, если они синхронны, можно узнать общую амплитуду ГВ от всех звёздных систем.

Из результатов расчетов были заметны следующие две особенности.

Во-первых, после периода обращения в 81760 суток – 10 циклов обращения ядра Солнца вокруг самого себя – в пределах погрешности измерений из модели (6) остается только первая составляющая, а остальные три приближаются к нулю. Тогда можем утверждать, что «… во Вселенной должны присутствовать холодные объекты больших масс …» [2] с периодом обращения в пределах $22{,}4 << T < \infty$ лет.

Во-вторых, в интервале периода обращения 0,1–1,0 суток наблюдается максимум долевого участия в амплитуде h_0 ГВ отдельных компонент. Прямыми расчетами по выражению $\alpha_i = 100 h_{0i}/h_0$ получено, что максимумы находятся на оптимальном уровне T^* (табл. 8).

Таблица 8

Оптимальные периоды обращения при максимальной кратности членов (6)

№ п/п	Параметр	Доля, %	Кратность	T^*, сутки
I	α^{I}, %	43892,18	438,922	0,17037
1	α_{1}, %	43892,18	438,922	0,17037
4	α_{4}, %	0,0039	0,000039	0,17317
II	α^{II}, %	–43792,18	–437,922	0,17037
2	α_{2}, %	–43745,90	–437,459	0,17038
3	α_{3}, %	–47,45	–0,4745	0,16896

Сопоставление с табл. 1 показывает, что наиболее близко в максимумах двух конусов причинности находится пульсар № 9 PSR J1906 + 0746 с периодом обращения 0,16599 суток и амплитудой гравитационных волн $0{,}71 \cdot 10^{-22}$. Разница от оптимального периода обращения составляет 100(0,170 37 – 0,16599)/0,17037 = 2,57 %.

Поэтому дальнейшее изучение этого пульсара, по-видимому, даст возможность раскрыть максимальную кратность конусов причинности (I – 438,922) и (II – 437,922) и тем самым доказать дуализм появления видимой материи.

Дополнительно можем отметить третью особенность. Значение $T^* = 0{,}17037$ суток равно $0{,}17037 \cdot 24 = 4{,}09$ часа. Известно, более четырех миллиардов лет назад Земля вращалась именно с такой периодичностью. Тогда получается, что в эти времена в формирующейся Солнечной системе максимально действовали две причинности РТГ.

Заключение

Метод идентификации волновых функций в виде вейвлет-сигналов, показанный в данной статье на примере множества из 10 пульсаров, дает возможность содержательного осмысления колебательных возмущений в природных процессах. При этом детерминированные составляющие выявленной статистической модели оказываются сильными апериодическими колебаниями, имеющими полупериод возмущения намного больший интервала измерений объясняющей переменной. Для того, чтобы доказать формулу (6) как математический закон, необходимо её идентифицировать на новых множествах источников гравитационных волн в виде дополнения вновь изученными звездными системами.

Список литература

1. Кокс Брайан. Чудеса Вселенной. – М.: Эксмо, 2012. – 256 с.

2. Левин С.Ф. Статистические методы решения измерительных задач космологии и гравитации // Международная сессия-конференция Секции ядерной физики Отделения физических наук РАН «Физика фундаментальных взаимодействий»: 12–16.11.2012. – М.: НИЯУ МИФИ, 2012. – 75 с.

3. Мазуркин П.М. Вейвлет-анализ ряда простых чисел // Фундаментальные исследования. – 2011. – № 12. – С. 568–575.

4. Мазуркин П.М. Закономерности простых чисел. – Германия: Palmarium Academic Publishing, 2012. – 280 с.

5. Мазуркин П.М. Устойчивые законы и простые числа // Фундаментальные исследования. – 2012. – № 3. – С. 106–112.

6. Мазуркин П.М., Филонов А.С. Математическое моделирование. Идентификация однофакторных статистических закономерностей: учебное пособие. – Йошкар-Ола: МарГТУ, 2006. – 292 с.