

УДК 531.5

ПРИЛИВНЫЕ СИЛЫ КАК ПРОБЛЕМА МЕХАНИКИ

ОСТАПЕНКО В. И.

В статье на основе законов теоретической механики и объясненной Ньютоном физики приливов при обычных допущениях найдены формулы приливных сил и уточнена в связи с этим формулировка силы веса. Оказалось, что в двойной системе (например, Земля+Луна), а также в механически или гравитационно связанных системах двух масс от действия третьей (например, Земля+Луна от действия Солнца) общепотребительные формулы статической теории расходятся с найденными действительными. В частности, по предложенным формулам в определенных точках Земли лунные приливные силы почти на два порядка превышают данные статической теории, что сопоставлено с известными замерами этих сил, предложены контрольные эксперименты. По новым формулам целесообразно рассчитать и сравнить с наблюдениями приливы в атмосфере, океанах, Земле; уточнить торможение суточного вращения Земли, «убегание» Луны, числа Лява и предел Роша, смещение перигелия Меркурия; рассмотреть перетекание вещества в тесных двойных системах звезд, соответствующие поправки в расчет фигур планет, решение задачи трех и более тел, движение искусственных спутников Земли и в расчетные усилия в длинных спутниковых тросовых системах и так далее.

1. Приливные силы F и вес F_w . Первую научную теорию приливов — статическую (равновесия), опубликовал Ньютон 300 лет назад — в 1688 г. затем она была развита Бернулли, Маклореном, Эйлером; как известно, Ньютон не дал аналитических формул приливных сил [1]. Попытки облечь высказывания Ньютона по этой проблеме в математические зависимости предпринимались неоднократно (например, [2]). Однако все известные до сих пор формулы для сил F некорректно используют законы действия центробежных сил или вообще их не учитывают, что приводит к существенным неточностям. Найденные в статье формулы целиком базируются на результатах исследования сил инерции, в частности — центробежных [3].

Существует ряд неверных формулировок веса F_w . Например, утверждается, что F_w есть давление тела на опору. В действительности на опору тело давит суммарной силой $F_w + F$:

$$F_w + F + F_r = 0 \quad (1.1)$$

где F_r — реакция опоры. Очевидно, явления приливов могут вызвать только переменные относительно исследуемого (анализируемого) небесного тела силы $F = \text{var}$, поэтому традиционно следует считать вес постоянной силой относительно этого же тела:

$$F_w = \text{const}, \quad F = \text{var} \quad (1.2)$$

Эта особенность позволяет в принципе «отстроиться» от силы F_w и измерять только F с помощью, например, гравиметров и отвесов. Часто приливные силы вычисляют исходя из принципа Д'Аламбера, который использован и в публикуемой статье, для чего даламберова сила инерции F_d соответственно зависимости (1.2) также рассматривается как сумма двух составляющих — постоянной и переменной — относительно анализируемой массы:

$$F_d = F_{d1} + F_{d2} \quad (F_{d1} = \text{const}, \quad F_{d2} = \text{var}) \quad (1.3)$$

где в соответствии с (1.2) F_{d1} должно использоваться для вычисления F_w ,

а F_{a2} — для F (при вычислениях F_a необходимо учитывать обращение и вращение вокруг всех осей; например, для искусственного спутника Луны таких осей и движений по крайней мере четыре: собственная ось и соответствующее «суточное» вращение, обращение вокруг центра Луны, обращение вместе с Луной вокруг барицентра Земля+Луна, обращение вместе с барицентром вокруг Солнца). В общем случае условие равновесия некоторой неподвижной на анализируемом небесном теле точки M таково: $F_a + \Sigma F_n + F_r + F_{a2} = 0$, где ньютоновские силы притяжения: $F_a = \text{const}$ — к анализируемому небесному телу, $\Sigma F_n = \text{var}$ — к небесным телам, окружающим анализируемое. Это уравнение совместно с (1.1) можно записать так: $F_w + F = F_a + \Sigma F_n + F_{a2}$, а с учетом условий (1.2) и (1.3)

$$F_w = F_a + F_{a1}, \quad F = \Sigma F_n + F_{a2} \quad (1.4)$$

Таким образом, F — сила, действующая на каждую точку анализируемого небесного тела от остальных тел, окружающих анализируемое. По Ньютону это и есть приливообразующая сила. Следует подчеркнуть, что в зависимости от решаемой задачи одно и то же небесное тело может быть и анализируемым (с массой M_a), и приливообразующим (с массой M_t). Например, при исследовании сил на Земле одной из M_t будет Луна, при изучении тех же сил на Луне одной из M_t будет Земля и т. д. В целях упрощения рассмотрим частный случай взаимодействия только двух масс M_a и M_t со следующими допущениями (расчетная схема на фиг. 1, представляющей сечение M_a и M_t плоскостью их орбит, совпадающей с плоскостью рисунка).

1°. Две массы M_a и M_t изолированы, никаких других масс вблизи нет;

2°. Как и в статической теории приливов [4], M_a и M_t — абсолютно твердые тела (строго говоря, зависимости (1.1) ... (1.4) действительны только при этом условии);

3°. M_a и M_t сферически симметричны, поэтому притяжение к этим массам можно заменить притяжением к их центрам O и O_t ;

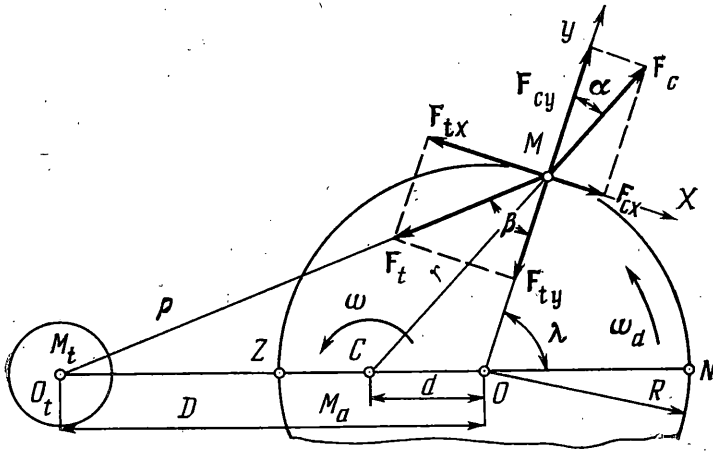
4°. Обращение M_a и M_t происходит вокруг общего центра масс (барицентра) C по круговым орбитам. С учетом 1° барицентр традиционно можно считать началом инерциальной системы отсчета, но выборы различных систем отсчета, как показано далее, конечный результат не изменяют;

5°. В общем случае M_a и M_t имеют определенную собственную угловую скорость суточного вращения (вокруг осей, перпендикулярных плоскости рисунка в точках O и O_t). В частности, под этой скоростью ω_a для M_a понимается угловая скорость вращения вокруг оси O относительно линии O_tO . Как и в существующих теориях [5], такое вращение при вычислениях сил F здесь учитывать нет необходимости, что рассмотрено далее. Для наглядности считается, что M_a и M_t обращены друг к другу всегда одной стороной, как бы связаны невидимым стержнем (практически можно считать, что вычисляются силы F на Луне от Земли со всеми перечисленными допущениями и в отсутствие физических либраций Луны);

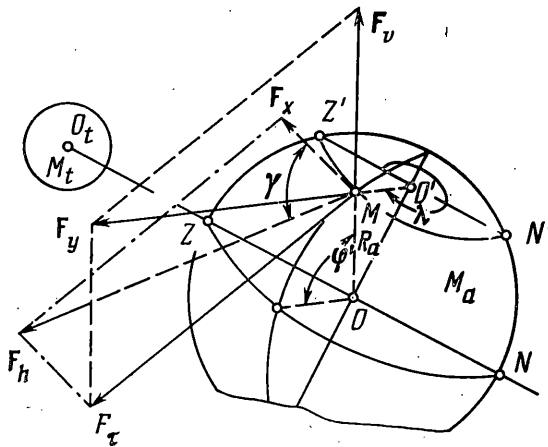
6°. Используется принцип независимости действия сил; при нескольких M_t силы F от каждой из M_t с учетом сил инерции можно вычислять отдельно и векторно складывать (доказано [6]; что предложения об отказе от этого принципа [7] несостоятельны);

7°. Для удобства вычисления далее выполняются с материальной точкой единичной массы ($m=1$), поэтому силы численно равны ускорениям.

2. Векторы приливных сил. Согласно фиг. 1, $CM=r$, $O_tO=D$, $O_tM=\rho$, $OM=R$, ω — в инерциальной системе отсчета 4° угловая скорость обращения системы M_a+M_t вокруг C в плоскости рисунка. Как известно, даламберова сила инерции в данном случае: $F_a = -a = -(a_e + a_r + a_k) = \omega^2 r + \omega_a^2 R + 2\omega \times (\omega_a \times R)$, где ускорения: a — в инерциальной системе 4°, $a_e = -\omega^2 r$ — переносное (перемемно для точки M на M_a из-за переменности r), $a_r = -\omega_a^2 R$ — относительное, $a_k = -2\omega \times (\omega_a \times R)$ — кориолисово, a_r и a_k — постоянны для M на M_a ввиду постоянства всех входящих величин. Поэтому из (1.3) $F_{a1} = -(a_r + a_k) = \text{const}$, $F_{a2} = -a_e = \text{var}$. Кроме того, согласно фиг. 1 (здесь показано только F_t) и зависимости (1.4), $\Sigma F_n = F_t = -(G_a M_t / \rho^3) \rho$,



Фиг. 1



Фиг. 2

так как направление ρ — из O_t в M , $F_a = -(G_e M_a / R^3) \mathbf{R}$, так как \mathbf{R} направлено из O в M (здесь G_e — гравитационная постоянная, измеренная в земной лаборатории). В соответствии с этим и уравнениями (1.4):

$$\mathbf{F} = -(G_e M_t / \rho^3) \rho + \omega^2 \mathbf{r} = \mathbf{F}_t + \mathbf{F}_c \quad (2.1)$$

$$\mathbf{F}_w = -(G_e M_a / R^3) \mathbf{R} + \omega_d^2 \mathbf{R} + 2\omega \times (\omega_d \times \mathbf{R})$$

Следовательно, приливная сила \mathbf{F} в отличие от веса \mathbf{F}_w не содержит угловой скорости ω_d суточного вращения M_a , как это имеет место и в традиционных формулах приливных сил ([8] и другие). Значит, формула (2.1) для \mathbf{F} универсальна и справедлива при любых законах суточного вращения ω_d небесного тела M_a : «лунном» (M_a подобно Луне обращено всегда одной стороной к C), «земном» (примерно 27 суток-оборотов M_a вокруг собственной оси O за один оборот M_t вокруг C), «урановом» и т. д. Это позволило сформулировать предположение 5°; \mathbf{F} в произвольной точке M есть векторная сумма ньютоновского притяжения \mathbf{F}_t к M_t и центробежной силы $\mathbf{F}_c = \omega^2 \mathbf{r} = \text{var}$ от обращения $M_a + M_t$ вокруг C с угловой скоростью ω . Эта формулировка совпадает с обычно употребляемой ([8] и другие), и задача сводится к корректному учету центробежной силы (иногда избегают формулировок, в которых упоминается сила \mathbf{F}_c [9], что не способствует правильности сил \mathbf{F}); вес \mathbf{F}_w определяет, в частности, произвольная угловая скорость ω_d данной массы M_a . Для вычисления \mathbf{F}_w на Земле используется значение центробежной силы $\omega_a^2 \mathbf{R}$, где ω_a — угловая скорость (абсолютная) суточного вращения Земли (в данном случае Земля есть

M_a). Но F_w на реальной Земле помимо множества других факторов зависит еще и от сплюснутости земного шара, составляющие от $\omega_a^2 R$ и сплюснутости разделены довольно грубо [10]. Методика вычисления веса F_w [11] здесь не рассматривается, далее только определена ω_a для расчетной схемы фиг. 1; согласно изложенному, целесообразно было бы весом тела называть давление на опору $-F_r$ из формулы (1.1), подразделяя затем $-F_r$ по формулам (1.2) и (1.4) на приливную составляющую F и условно-постоянную F_w (условно потому, что не исключено «набухание» — расширение Земли [12]).

3. Приливные силы на анализируемом небесном теле. Исследуем приливные силы на M_a в сечении плоскостью орбиты M_t . На фиг. 1 показаны только F_t и F_c из (2.1) для F , согласно анализу (2.1) и 5°, полагается $\omega_a=0$, а точки Z, N можно считать жестко связанными с M_a . Поэтому координата λ точки M относительно M_a не зависит от времени. В формуле (2.1) F_c легко вычисляется ω через M_a, M_t, D и в конечных формулах ω отсутствует. Из фиг. 1 имеем

$$\begin{aligned} F_{tx} &= F_t \sin \beta, & F_{cx} &= F_c \sin \alpha, & F_{ty} &= F_t \cos \beta, & F_{cy} &= F_c \cos \alpha & (3.1) \\ \sin \alpha &= (d/r) \sin \lambda, & \cos \alpha &= (R+d \cos \lambda)/r \\ \sin \beta &= (D/\rho) \sin \lambda, & \cos \beta &= (R+D \cos \lambda)/\rho \\ \rho &= D(1+(R/D)^2+2(R/D) \cos \lambda)^{1/2} \end{aligned}$$

Как известно [5], при обращении M_a вокруг C в центре O имеем $F_c = F_t$. Тогда

$$\omega^2 d = G_e M_t / D^2 \quad (3.2)$$

В соответствии с формулами (2.1) и (3.1) проекции на оси X и Y сил F (F_x и F_y на фиг. 1 не показаны), F_t, F_c связаны так: $F_x = F_{cx} - F_{tx}$, $F_y = F_{cy} - F_{ty}$, поэтому с учетом формул (3.1), (3.2) имеем

$$\begin{aligned} F_x &= (G_e M_t / D^2) (1 - D^3 / \rho^3) \sin \lambda, & F &= (F_x^2 + F_y^2)^{1/2} \\ F_y &= \omega^2 R + (G_e M_t / D^2) [(1 - D^3 / \rho^3) \cos \lambda - RD^2 / \rho^3] & (3.3) \end{aligned}$$

где F — искомая приливная сила в сечении радиуса R шара M_a плоскостью орбиты M_t . Как и в статической теории [8], точные формулы (3.3) можно упростить, поскольку $R/D \ll 1$ и из формулы (3.1) следует $\rho^{-3} \cong \cong (1 - 3(R/D) \cos \lambda) / D^3$. С учетом этого с достаточной точностью получаем из формул (3.3):

$$F_x \cong \cong \frac{1}{2} (G_e M_t R / D^3) \sin 2\lambda \quad (3.4)$$

$$F_y = \omega^2 R + (G_e M_t R / D^3) (3 \cos^2 \lambda - 1)$$

Следует отметить, что в формулах (3.3) и (3.4) для F_y значение $\omega^2 R = \text{const}$ и по условию (1.2) в частном случае фиг. 1 этот член следует включить в вес F_w точки M из формулы (2.1): $\omega^2 R \pm 2\omega\omega_a R + \omega_a^2 R = (\omega_a \pm \omega)^2 R = \omega_a^2 R$, преобразования возможны, поскольку ω_a и ω коллинеарны, «+» — при одинаковой направленности этих векторов и «-» — при разной. Тогда из формул (2.1) и (3.4) имеем

$$\begin{aligned} F_w &= G_e M_a / R^2 - \omega_a^2 R, & F_x &= \frac{1}{2} (G_e M_t R / D^3) \sin 2\lambda \\ F_y &= (G_e M_t R / D^3) (3 \cos^2 \lambda - 1) & (3.5) \end{aligned}$$

где ω_a — угловая скорость суточного вращения в инерциальной системе отсчета (абсолютная угловая скорость вращения). Три следствия из формул (3.5): для вычисления веса F_w тела необходимо использовать абсолютную угловую скорость ω_a суточного вращения M_a вокруг собственной оси, проходящей через точку O фиг. 1; силы F_x и F_y в принятых здесь обозначениях точно совпадают с общепринятыми составляющими приливной силы F (это значит, что искусственный прием вывода последних в статической теории дает совпадающие с действительными значениями сил в единственном частном случае коллинеарности ω_a и ω); однако $\omega^2 R =$

$=\text{const}$ в общем случае нельзя изъять из формулы (3.4) для F_y , поскольку практически всегда плоскости орбиты M_i и экватора M_a пересекаются, ω_a и ω не коллинеарны, а поэтому $\omega^2 R$ деформирует реальную массу M_a , причем большая ось эллипсоида деформации располагается в плоскости орбиты M_i . Как показано далее, любая точка M экватора, например, при суточном вращении пересекает плоскость симметрии этого эллипсоида под соответствующим углом, что и вызывает приливы в точке M . Из формулы (3.2) имеем

$$d = DM_i / (M_a + M_i), \quad \omega^2 (D - d) = G_e M_a / D^2 \quad (3.6)$$

Из формул (3.4) и (3.6) вытекают формулы (3.7) для вычисления F_x и F_y в сечении M_a плоскостью орбиты M_i (плоскость фиг. 1):

$$F_x = \frac{3}{2} (G_e M_i R / D^3) \sin 2\lambda \quad (3.7)$$

$$F_y = (G_e M_i R / D^3) (M_a / M_i + 3 \cos^2 \lambda)$$

Полученный результат показывает, что F не зависит от ω , т. е. от выбора систем отсчета, и определяется геометрическими соотношениями и ньютоновскими силами притяжения (вывод формулы (3.1) и 4°).

Исследуем теперь приливные силы на M_a в плоскостях, параллельных плоскости орбиты M_i . На фиг. 2 это плоскость круга $Z'MN'$, в которой лежат центробежные силы F_c из формулы (3.1), перпендикулярные оси обращения, в свою очередь перпендикулярную плоскости орбиты M_i и O_1O (эта ось на фиг. 2 не показана; положение плоскости $Z'MN'$ относительно плоскости орбиты M_i определяется «широтным» углом φ'). Ньютоновская сила притяжения исследуемой точки M к M_i составляет некоторый угол θ с плоскостью $Z'MN'$. Для системы Земля+Луна, например, $O_1O = 60,3R_a$, $\theta_{\max} \cong \arctg(R_a / 60,3R_a) = 0,95^\circ$, $\cos \theta_{\max} = 0,99986$. Значит, при использовании F_i вместо ее составляющей ошибка будет менее $0,014\%$, что пренебрежимо. Тогда для круга-сечения $Z'MN'$ (на нем показан иной, чем на фиг. 1, возможный способ отсчета углов λ) действительны все найденные выше формулы, а радиус R круга $Z'MN'$ определяется через радиус R_a шара так: $O'M = R = R_a \cos \varphi'$; отсюда и из формул (3.7) вытекают формулы (3.8) для любого сечения $Z'MN'$ шара M_a плоскостью, параллельной плоскости орбиты M_i и отстоящей от последней на угол φ' по фиг. 2:

$$F_x = \frac{3}{2} K (\sin 2\lambda) \cos \varphi', \quad K = G_e M_i R_a / D^3$$

$$F_y = K (M_a / M_i + 3 \cos^2 \lambda) \cos \varphi' \quad (3.8)$$

Силы F , F_x , F_y в формулах (3.7) и (3.8) определяются полярными координатами λ и R полюса, перемещающегося по орбите (центр масс плоской фигуры; для формул (3.8) подразумевается $R = R_a \cos \varphi'$). Это позволяет вычислять указанные силы не только для круга ZMN (фиг. 1) или $Z'MN'$ (фиг. 2), но и для любой другой плоской фигуры в ее произвольной точке $M(\lambda; R)$.

Перейдем к анализу сил на поверхности шара M_a . На фиг. 2 показано разложение силы F_y (лежит в плоскости круга $Z'MN'$ на продолжении радиуса $O'M$) на вертикальную F_v (является продолжением радиуса R_a шара M_a) и касательную F_τ к шару M_a :

$$F_v = F_y \cos \varphi', \quad F_\tau = F_y \sin \varphi'; \quad F_h = (F_\tau^2 + F_x^2)^{1/2} \quad (3.9)$$

где F_h — полная горизонтальная составляющая приливной силы: $F_h = \sqrt{F_x^2 + F_\tau^2}$, F_x — касательная к окружности $Z'MN'$ (и, следовательно, к M_a) сила по формуле (3.8). На основании формул (3.8) и (3.9):

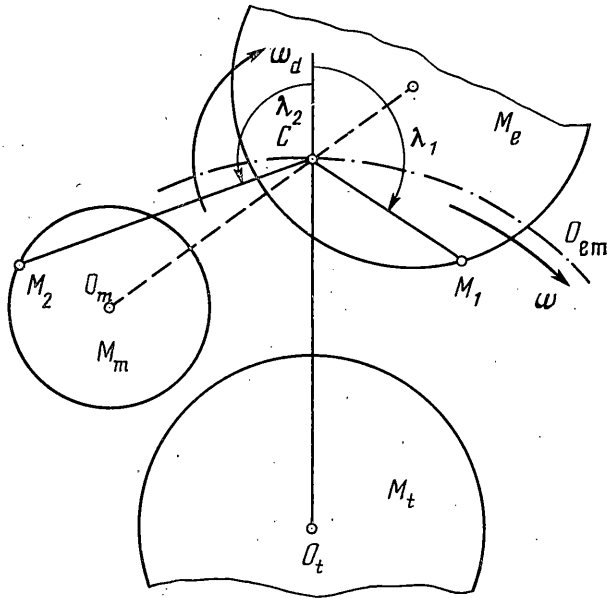
$$F_v = K (M_a / M_i + 3 \cos^2 \lambda) \cos^2 \varphi', \quad F = (F_v^2 + F_h^2)^{1/2}, \quad \text{tg } \alpha_i = F_h / F_v$$

$$F_h = K \left(\frac{3}{4} \sin^2 2\lambda + (M_a / M_i + 3 \cos^2 \lambda)^2 \sin^2 \varphi' \right)^{1/2} \cos \varphi' \quad (3.10)$$

$$\gamma = \arctg(F_\tau / F_x), \quad K = G_e M_i R_a / D^3$$

$$F_\tau = \frac{1}{2} K (M_a / M_i + 3 \cos^2 \lambda) \sin 2\varphi'$$

В формулах (3.9) и (3.10) углы φ' , γ , λ указаны на фиг. 2, F — искомая приливная сила на поверхности шара M_a (лежит в плоскости, образованной F_v , F_h), α_i — угол наклона F к F_h (F и α_i на фиг. 2 не показаны). Замечание, аналогичное сделанному к формуле (3.8): R_a , φ' , λ по существу являются сферическими координатами изучаемой точки M , поэтому формулы (3.10) применимы к любой точке тела произвольной формы, центр

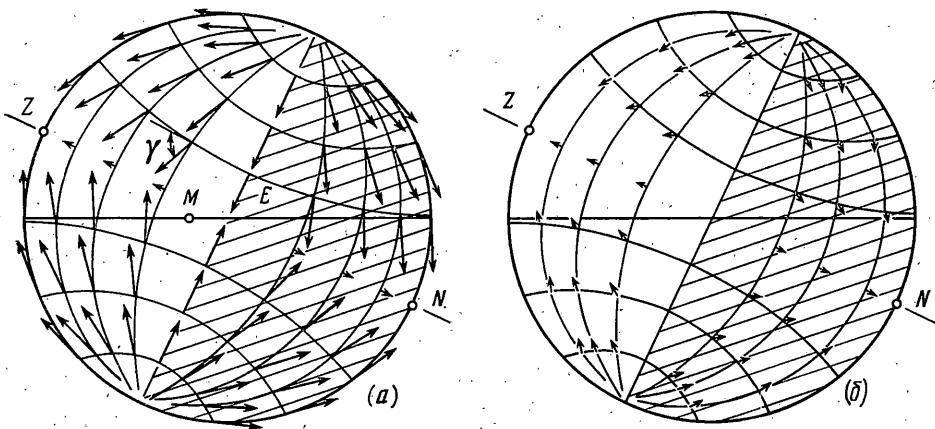


Фиг. 3

масс которого является началом указанной сферической системы координат и обращается по соответствующей орбите. Это удобно при изучении сил, действующих на искусственные спутники в виде тросовых систем и т. д. Существенно также, что аналогично формулам (3.7) ω не входит в конечные формулы (3.8), (3.9) и (3.10), избавляя от необходимости рассматривать различные системы отсчета.

4. Приливные силы на двух гравитационно или механически связанных массах от третьей. Реальная подобная система Земля+Луна (массы M_e+M_m) при движении вокруг Солнца (масса M_t) достаточно сложна, поэтому для расчета принимается идеализированная схема по фиг. 3 с допущениями $1^\circ-7^\circ$ и дополнительными: плоскость орбит $M_a=M_e+M_m$ совпадает с плоскостью орбиты их барицентра C при обращении последнего с угловой скоростью ω вокруг абсолютно твердого центрального сферически-симметричного небесного тела $M_t \gg M_a$; орбита O_{em} барицентра — правильная окружность с центром в O_t , массы M_t и совпадает с плоскостью фиг. 3. Можно по-прежнему считать M_e и M_m связанными невидимым стержнем или тросом, как в реальных искусственных спутниках Земли. Согласно анализу формул (3.8) и (3.10), они пригодны и для $M_a=M_e+M_m$, полюсом должен служить C на фиг. 3, т. е. $O_t C = D$. В качестве примера показаны две произвольные точки: M_1 , для которой $CM_1=R_1$, и M_2 , $CM_2=R_2$. Значит, $M_1(R_1; \lambda_1; 0)$, $M_2(R_2; \lambda_2; 0)$. В соответствии с 6° вначале необходимо рассчитать действие сил на M_e от M_m , а затем — на M_e от M_t . Результаты складываются векторно, вычисления — по формулам (3.8) или (3.10). На фиг. 3 показан еще один, отличный от фиг. 1 и 2 равноценный способ отсчета углов λ .

Из изложенного следует, что, вопреки предположению Ньютона, распределение на Земле солнечных приливных сил существенно иное, чем лунных: во втором случае центром симметрии является центр O Земли (фиг. 1, 2, 4), в первом — барицентр C (фиг. 3). Это может быть легко про-



Фиг. 4

верено, например, гравиметрированием вертикальной составляющей приливных сил на Земле.

5. Сравнение формул приливных сил. Для системы Земля+Луна $M_a/M_t=81,6$. Вертикальную (F_{vs}) и горизонтальную (F_{hs}) составляющие приливных сил по статической теории содержат формулы (3.5), в которых $R=R_a$ (так как рассматривается сечение шара на фиг. 2 при $\varphi'=0$): $F_{vs}=F_y$ и $F_{hs}=F_x$.

Вертикальная составляющая. Из формул (3.10) и (3.5) имеем ($\lambda \approx 85^\circ$):

$$-F_v/F_{vs} = (M_a/M_t + 3 \cos^2 \lambda) / (3 \cos^2 \lambda - 1) = 83,6 \quad (5.1)$$

Горизонтальная составляющая. Как известно [8], только эта составляющая ответственна за земные приливы, а поэтому представляет наибольший интерес. Из формул (3.5) и (3.10) в единственном сечении новые и традиционные формулы тождественны:

$$(F_{hs})_{\varphi'=0} = (F_h)_{\varphi'=0} \quad (5.2)$$

Максимальные значения $(F_h)_{\max}$ — при $\varphi'=45^\circ$, $\lambda=0$; $(F_{hs})_{\max}$ — при $\varphi'=0$, $\lambda=0^\circ$ и из формул (3.5), (3.10) имеем

$$(F_h)_{\max} / (F_{hs})_{\max} = 21,15 \quad (5.3)$$

На фиг. 4 дано сравнение горизонтальных составляющих лунных приливных сил на Земле, заштриховано неосвещенное Луной полушарие, ZN — направление на Луну: a — по новым формулам (3.10), M — точка на экваторе E ; b — традиционные формулы (3.5) для F_x [8]. Заметим, что векторы фиг. 4, b согласно формуле (5.3) должны быть почти в 30 раз короче, чем на фиг. 4, a . Векторы на линии ZN обоих рисунков одинаковы — формула (5.2).

Для системы Солнце — Земля+Луна в первом приближении в формулах (3.10) можно считать Луну точечной массой, сосредоточенной в O_m ; согласно анализу формулы (3.10) и астрономическим данным, $CO_m=R_a=2,6 \cdot 10^{-3}D$, $O_t C=D$, $M_a=M_e+M_m \approx M_e$, $M_t \approx 3,3 \cdot 10^5 M_e$, $M_a/M_t \approx 0$, $\varphi'=0$. Поэтому из формул (3.10) имеем

$$F_h = \frac{1}{2} (G_e M_t R_a / D^3) \sin 2\lambda; \quad (F_h/F_e)_{\lambda=45^\circ} = 0,87\%$$

$$F_v = (3G_e M_t R_a / D^3) \cos^2 \lambda, \quad F_e \approx G_e M_e / R_a^2; \quad (F_v/F_e)_{\lambda=0} = 1,7\%$$

где F_e — ньютоновская сила притяжения Землей массы $m=1$ в центре Луны. Таким образом, одна составляющая солнечной приливной силы «расталкивает» систему Земля+Луна, а вторая, действующая на Луну, касательна к лунной орбите. По отношению к ньютоновской силе притяжения в системе Земля+Луна максимальное значение первой 1,7%, второй — 0,87%. В реальной системе Земля+Луна из-за $R_a=\text{var}$, $D=\text{var}$ и наличия

угла между плоскостями эклиптики и орбиты Луны указанные силы должны вносить малые поправки в движение и Луны и Земли. Аналогичные поправки следует учитывать при вычислении смещения перигелия Меркурия в системе Солнце+Меркурий от Юпитера и других планет (уже обнаружен объект со значительным отклонением смещения от предсказаний теории относительности [13]). Тот же эффект целесообразно учесть в задаче n тел. Необходимо подчеркнуть, что все вычисления здесь выполнены с соблюдением предположения 5° , которое позволило в формуле (2.1) положить $2\omega \times (\omega_a \times R) = \text{const}$. Однако в дальнейшем, в частности для фиг. 4, a , потребовалось нарушить коллинеарность ω и ω_a , что привело к $2\omega \times (\omega_a \times R) = \text{var}$. Поэтому для фиг. 4, a следует считать $\omega_a \neq 0$ пренебрежимо малой величиной (в реальных системах это применимо, например, к солнечным приливам на Венере, но неприемлемо при вычислении лунных приливов на Земле, где ω_a очень велико: $\omega_a \approx 27\omega$). То же следует сказать об ω_a на фиг. 3 для M_e и системы $M_e + M_m$, что, конечно, неправомерно для реальной системы Солнце — Земля+Луна. Эти вопросы здесь не рассматриваются.

Для сравнения укажем: если $M_a/M_t < 1$, то новые формулы (3.7), (3.8), (3.10) довольно близки соответствующим формулам (3.5) статической теории, значительные расхождения имеют место для $M_a/M_t > 1$, увеличиваясь с увеличением этой дроби. Если $M_t \rightarrow 0$, $R_a = D$, $\phi' = 0$, то с учетом формул (3.6) из формулы (3.10) имеем $F'_v = G_e M_a / D^2$, что в свою очередь дает первую космическую скорость $\omega D = (G_e M_a / D)^{1/2}$ и соответствует физике явления. При $M_t \rightarrow 0$ перечисленные новые формулы для определения соответствующих сил должны использоваться в пределах применимости формулы (3.2), привлеченной к выводу новых формул.

Отмеченная выше несогласованность действительности и статической теории столь велика, что ее трудно было не заметить ранее (по формулам (5.1), (5.3) модули векторов отличаются в 83,6 и 21,15 раза, кроме того, разнятся и направления векторов по фиг. 4). Дело в том, что очень важные для практики приливы в океане никогда не определялись через приливные силы (сейчас численно решается уравнение Лапласа с учетом многих факторов [14]). Наблюдения на самом деле прямо противоположны статической теории, что и подтверждает фиг. 4.

При справедливости предположения 2° можно было бы измерить истинные F_v и F_h из формул (3.10); при абсолютно податливом и безинерционном веществе Земли деформации искажают F_v , а $F_h = 0$ [14]. Упругость реальной Земли характеризуют числа Лява [11] (теперь нуждаются в уточнении; из наблюдений выявлено необъяснимое расхождение в числах Лява [15]), влияяют неоднородности и рельеф местности [16]. По-видимому, наиболее надежными будут измерения с помощью гироскопов [17] в точке M по фиг. 4, a — здесь F_h за сутки изменяется и по величине, и по направлению. Весьма податлива атмосфера, амплитуда колебаний которой во много раз больше, чем по статической теории и этому пока нет объяснения [18] (сейчас этот вопрос проясняется, но выявлено неизвестной природы избыточное сжатие атмосферы Марса [19]). Измерения дают F_v систематически большие на 20% значения, чем по статической теории [10]. Наблюдается некоторое расхождение геометрического и динамического сжатия Марса [20]. Существуют и другие несоответствия традиционных формул и наблюдений (например, [9, 21]). Изложенное свидетельствует в пользу новых формул (3.10), которые, возможно, объяснят наблюдения и замеры, неожиданные для статической теории.

Автор признателен Попову В. И. и Черноусько Ф. Л. за ценные замечания.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Рожонский В. Б.* Некоторые положения теории приливов И. Ньютона // Изв. Всесоюз. геог. о-ва. 1964. Т. 96. № 4. С. 332—335.
2. *Срегенский Л. Н.* Ньютонова теория приливов и фигуры Земли // И. Ньютон (1643—1727). М.; Л.: Изд-во АН СССР. 1943. С. 211—234.
3. *Ишлинский А. Ю.* Механика относительного движения и силы инерции. М.: Наука. 1981. 191 с.

4. Поляков Е. В. Оценка дополнительного гравитационного потенциала как фактора, влияющего на глобальные приливы в океане // Океанология. 1975. Т. 15. № 6. С. 966—969.
5. Дуванин А. И. Приливы в море. Л.: Гидрометеиздат. 1960. 390 с.
6. Ситник Г. Ф., Хлыстов А. И. Об одной «поправке» к приливной силе // Письма в «Астрон. журн.». 1981. Т. 7. № 8. С. 510—512.
7. Аесюк Ю. Н. О приливной силе // Письма в «Астрон. журн.». 1977. Т. 3. № 4. С. 184—188.
8. Шокальский Ю. М. Океанография. Л.: Гидрометеиздат. 1959. 537 с.
9. Melchior P. The Earth tides. L.: Pergamon Press. 1966. 458 p.
10. Шокин П. Ф. Гравиметрия. М.: Геодезиздат. 1960. 316 с.
11. Жарков В. Н. Внутреннее строение Земли и планет. М.: Наука. 1983. 415 с.
12. Горай М. Эволюция расширяющейся Земли. М.: Недра. 1984. 109 с.
13. Double-star system defies relativity // New. Sci. 1985. V. 107. No. 1471. P. 23.
14. Марчук Г. И., Казан Б. А. Океанские приливы. Л.: Гидрометеиздат. 1977. 296 с.
15. Пильник Г. П. Приливы и нутация в наблюдениях службы времени // Астрон. журн. 1979. Т. 56. № 1. С. 182—186.
16. Молоденский С. М. О локальных аномалиях амплитуд и фаз приливных наклонов и деформаций // Изв. АН СССР. Физика Земли. 1983. № 7. С. 3—9.
17. Mashhoon B., Theiss D. S. Relativistic tidal forces and the possibility of measuring them // Phys. Rev. Lett. 1982. V. 49. No. 21. P. 1542—1545.
18. Саакян Р. А. О приливах и отливах // Сообщ. Бюракан. обсерватории. Ереван: Изд-во АН АрмССР. 1963. № 32. С. 41—69.
19. Taylor G. E. Oblateness of the atmosphere of Mars // Nature. 1976. V. 264. No. 5582. P. 160—161.
20. Мещеряков Г. А., Церклевич А. Л. Гравитационное поле, фигура и внутреннее строение Марса. Киев: Наук. думка. 1987. 239 с.
21. Аесюк Ю. Н. Поправка в приливную силу // Докл. АН СССР (ДАН СССР). 1976. Т. 229. № 5. С. 1071—1074.

Москва

Поступила в редакцию
5.III.1987