

## ЭФИР И ПРОБЛЕМА УТОЧНЕНИЯ МЕХАНИКИ НЬЮТОНА

А.В.Емельянов

Представлен русский вариант статьи: Alexander V. Emelyanov. The Problem of Correcting the Newtonian Mechanics. International Journal of Fundamental Physical Sciences (IJFPS).

Vol 4, No 4, pp 127-135, Dec, 2014.

(fundamentaljournals.org/ijfps/downloads/77\_IJFPS\_Dec\_2014\_127\_135.pdf)

Рассматривается задача о движении планеты или астероида в силовом поле Солнца. Учитывается переносное движение Солнечной системы через неподвижный эфир. Получен алгоритм, позволяющий вычислять движение перигелия за один обход орбиты. В классической механике орбита планеты в задаче двух тел неподвижна. Но практическая астрономия обнаруживает медленное вращение классических эллиптических орбит. Новый алгоритм учитывает не только геометрию орбиты, но и ее ориентацию в пространстве. Найдены величина и направление абсолютной скорости Солнца по опытным данным о движении перигелия Меркурия, Венеры и Земли. Эти результаты согласуются с экспериментальными данными Миллера. Предсказана сильная аномалия в движении астероида Атен. Современные методы практической астрономии позволяют проверить этот прогноз.

### Введение

Первый закон Кеплера утверждает, что планеты движутся по эллиптическим орбитам, в одном из фокусов которых находится Солнце.

Однако наблюдательная астрономия обнаруживает медленное вращение орбит вокруг Солнца в ту же сторону, в какую движутся сами планеты. Уже Ньютон знал об этом явлении и объяснял его совместным влиянием остальных планет. Можно сказать, что Ньютон был почти прав. Действительно, орбита ближайшей к Солнцу планеты Меркурий за столетие поворачивается на 5599,74 угловых секунд [1, с.325], из которых свыше 99% обусловлено влиянием факторов, учитываемых классической механикой. И только

$$(43,1 \pm 0,44)'' \quad (1)$$

представляют собой разницу между данными наблюдательной астрономии и расчетами по алгоритмам классической небесной механики. Этот остаток астрономы обозначают разностью О–С. Далее мы будем именовать эту характеристику прецессионным дрейфом, или просто дрейфом орбиты.

Было много попыток объяснить это явление. Например, *Леверье* (1811-1877) думал, что внутри орбиты Меркурия есть еще одна планета, скрывающаяся в лучах Солнца; *Холл* (1829-1907) и *Ньюком* (1835-1909) пытались внести поправки в закон тяготения.

Что касается других планет, то дрейф О–С до сих пор известен, и то весьма приближенно, только для Венеры, Земли и Марса. По данным немецкого астронома *Кинле* (1895-1975), бывшего директором обсерватории в Потсдаме, эти данные таковы [2, с.91]

$$\begin{aligned} \text{Венера: О–С} &= (-11,8 \pm 38,4)'', \\ \text{Земля: О–С} &= (12,57 \pm 7,78)'', \\ \text{Марс: О–С} &= (9,21 \pm 3,85)''. \end{aligned} \quad (2)$$

Но данные американского астронома *Клеменса* (1908-1974), бывшего директором Морской обсерватории в Вашингтоне, существенно другие [1, с.324]

$$\begin{aligned} \text{Венера: О–С} &= (8,06 \pm 5,28)'', \\ \text{Земля: О–С} &= (5,01 \pm 1,79)'', \\ \text{Марс: О–С} &= (1,07 \pm 0,27)''. \end{aligned} \quad (3)$$

Результаты Кинле и Клеменса были получены с применением одних и тех же, весьма неточных, средств наблюдательной астрономии.

Кроме остатка О–С за столетие, используется угловой дрейф орбиты после одного обхода планетой Солнца. Эту величину обозначим символом  $\chi$  и будем измерять ее в радианах.

В 1916 году *Шварцшильд* нашел точное решение уравнения Эйнштейна для движения в центрально-симметричном гравитационном поле. В наших обозначениях результат Шварцшильда выглядит так

$$\chi = \frac{6\pi\mu}{c^2 a (1 - e^2)}, \quad (4)$$

где  $\mu = 1,328 \cdot 10^{20} \text{ м}^3/\text{с}^2$  – произведение гравитационной постоянной и массы Солнца.

Выражение (4) иногда называют формулой Гербера (1854-1909), который получил этот же самый результат, но другим путем, в 1898 году.

Формула Гербера (4) прогнозирует увеличение углового дрейфа орбиты при уменьшении ее большой полуоси  $a$  и возрастании эксцентриситета  $e$ . Подставив в (4) скорость света  $c$  и выразив большую полуось орбиты  $a$  в астрономических единицах  $\sigma$ , получим более удобную для расчетов модификацию формулы Гербера

$$\chi = \frac{0,1862}{\sigma (1 - e^2)} \cdot 10^{-6}. \quad (5)$$

Применительно к Меркурию формула (5) дает результат, который в переводе в угловые секунды за столетие таков:

$$42,98''.$$

Это почти идеальное совпадение со средним значением опытных данных (1).

Переведя в радианы за один обход орбиты данные Кинле (2), получим

$$\begin{aligned} \text{Венера: } \chi &= (-0,352 \pm 1,15) \cdot 10^{-6}, \\ \text{Земля: } \chi &= (0,609 \pm 0,377) \cdot 10^{-6}, \\ \text{Марс: } \chi &= (0,840 \pm 0,351) \cdot 10^{-6}. \end{aligned} \quad (6)$$

Соответствующий пересчет данных Клеменса (3) приводит к результатам

$$\begin{aligned} \text{Венера: } \chi &= (0,240 \pm 0,158) \cdot 10^{-6}, \\ \text{Земля: } \chi &= (0,243 \pm 0,087) \cdot 10^{-6}, \\ \text{Марс: } \chi &= (0,0976 \pm 0,0246) \cdot 10^{-6}. \end{aligned} \quad (7)$$

Заметим, что ни данные Кинле, ни данные Клеменса нельзя воспринимать как близкие к истинным, потому что они получены еще до эпохи внедрения в наблюдательную астрономию радарных методов определения текущих координат небесных тел. Радары стали применяться в практической астрономии в начале шестидесятых годов прошлого столетия. Это стало революцией в наблюдательной астрономии: погрешность опытных данных о движении небесных тел уменьшилась на два порядка.

Но уточненные опытные данные О–С или  $\chi$  для Венеры, Земли и Марса не появились. И одновременно с освоением радарных методов в общую теорию относительности (ОТО) стали вводить поправочные коэффициенты [3], каких нет в ОТО Эйнштейна. Так в теоретической астрономии появился новый алгоритм расчета движения небесных тел, который стал основой при создании эфемерид. Этот алгоритм стали именовать *постньютоновским* [3].

Разумеется, любой алгоритм, уточняющий предыдущий, следует приветствовать. Вместе с тем совершенно очевидно, что возникли какие-то совершенно непредвиденные проблемы. И эти проблемы таковы, что их почему-то нельзя четко обозначить.

### Эффект, вызванный несферичностью солнца

Центробежные силы вызывают сжатия Солнца по оси вращения. Это было обнаружено давно. Но только Дикке [4] догадался, что несферичность Солнца должна отражаться на прецессионном дрейфе планетных орбит.

Задача, однако, осложняется двумя факторами. Во-первых, неизвестен закон распределения плотности по объему Солнца. Во-вторых, наше светило вращается не как одно целое: его внутренние части вращаются с большей угловой скоростью, чем экваториальные; но закон изменения угловой скорости тоже неизвестен.

Шапиро [5-7] пытался определить квадрупольный момент Солнца по движению астероида Икар. Первоначально ожидалось, что истинное значение  $\chi$  для Икара может превысить прогноз ОТО на 50% [4]. В 1971 году появилась большая статья [7], в которой таблицы с данными о движении Икара занимают 9 журнальных страниц. Но никаких конкретных сведений о величинах О-С или  $\chi$  для этого астероида в работах [5-7] нет.

В статье [5] приведена формула «квадрупольного» дрейфа орбиты за один земной год. Ее можно перевести в дрейф  $\chi_2$  за один обход Солнца. В наших обозначениях новая формула выглядит так:

$$\chi_2 = J_2^* \cdot E \cdot 10^{-6} \quad (8)$$

где  $E$  – безразмерная функция параметров орбиты и Солнца

$$E = \frac{0,1}{\sigma^2 (1 - e^2)^2} \left\{ 5 \cos^2 i \cos^2 i_s - 1 + \right. \\ \left. + (3 - 5 \cos^2 i) \cos^2 (\Omega - \Omega_s) \sin^2 i_s + \right. \\ \left. + (4 - 5 \cos^2 i) \cos (\Omega - \Omega_s) \sin 2i_s \operatorname{ctg} i \right\}. \quad (9)$$

Здесь  $J_2^*$  – безразмерный квадрупольный момент Солнца;  $i_s$  – угол наклона плоскости солнечного экватора к плоскости эклиптики;  $\Omega_s$  – долгота *восходящего узла* Солнца

$$i_s = 7,25^\circ; \Omega_s = 75,06^\circ;$$

$i$  – наклонение орбиты к плоскости эклиптики;  $\Omega$  – долгота *восходящего узла* орбиты небесного тела.

Для Земли ( $i = 0$ ,  $\operatorname{ctg} i = \infty$ , параметр  $\Omega$  неопределен) формулой (9) пользоваться нельзя. Мы преобразуем ее, приняв

$$\cos(\Omega - \Omega_s) = 0; \cos(\Omega - \Omega_s) \operatorname{ctg} i = 1.$$

С учетом этих соотношений выражение (9) преобразуется к виду, пригодному для Земли

$$E = \frac{0,1}{\sigma^2 (1 - e^2)^2} (5 \cos^2 i_s - 1 - \sin 2i_s). \quad (10)$$

Дикке оценил квадрупольный дрейф  $\chi_2$  для Меркурия в 9% от полного дрейфа  $\chi$  [4, с.49]. Поскольку среднее значение О-С (1) для Меркурия равносильно

$$\chi = 0,503 \cdot 10^{-6}, \quad (11)$$

то 9% от этой величины составляют

$$\chi_2 = 0,0453 \cdot 10^{-6}. \quad (12)$$

Теперь по формуле (9) можно найти значение  $E$  для Меркурия, а затем на основе выражения (8) вычислить соответствующую величину безразмерного квадрупольного момента Солнца  $J_2^*$

$$E = 1,558; \quad J_2^* = 0,0291. \quad (13)$$

Точность найденного значения  $J_2^*$  может быть подвергнута обоснованным сомнениям. Но мы поставлены перед альтернативой: либо полностью игнорировать сам факт сжатия Солнца, либо принять оценку Дикке.

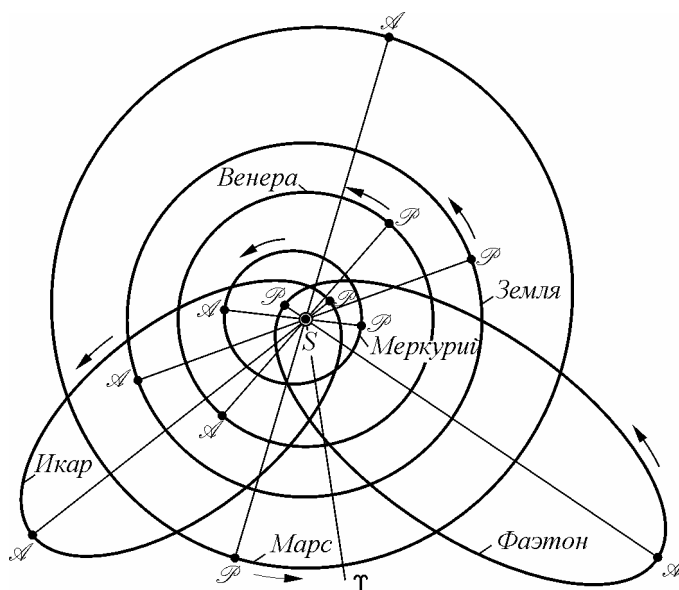
В таблице 1 для четырех планет и шести астероидов приведены значения  $E$ , а также  $\chi_2$  при  $J_2^*$  (10). Здесь же указаны параметры орбит:  $\sigma$ ,  $e$ ,  $\Omega$ ,  $\omega$ ,  $i$ . Угол  $\omega$  называется *аргументом перигелия* – этот параметр будет нужен дальше.

Таблица 1.

| Объект   | $\sigma$ | $e$     | $\Omega$                         | $\omega$ | $i$    | $E$     | $\chi_2 \cdot 10^6$ |
|----------|----------|---------|----------------------------------|----------|--------|---------|---------------------|
| Меркурий | 0,3871   | 0,2056  | 48,033°                          | 29,033°  | 7°     | 1,558   | 0,0453              |
| Венера   | 0,7233   | 0,00677 | 76,455°                          | 54,764°  | 3,394° | -0,0526 | -0,0015             |
| Земля    | 1        | 0,0167  | $\Omega + \omega = 102,51^\circ$ |          | 0      | 0,367   | 0,0107              |
| Марс     | 1,5237   | 0,0934  | 49,365°                          | 286,234° | 1,85°  | -0,134  | -0,0039             |
| Икар     | 1,0779   | 0,8268  | 88,079°                          | 31,296°  | 22,85° | 2,59    | 0,0754              |
| Фаэтон   | 1,271    | 0,890   | 265,4°                           | 322,0°   | 22,2°  | 4,83    | 0,141               |
| Ра-Шалом | 0,832    | 0,437   | 170,92°                          | 335,98°  | 15,75° | 0,798   | 0,0232              |
| Атен     | 0,967    | 0,183   | 108,64°                          | 147,95°  | 18,33° | 0,355   | 0,0103              |
| Круитни  | 0,998    | 0,519   | 126,28°                          | 43,74°   | 19,81° | 0,592   | 0,0172              |
| Аполлон  | 1,471    | 0,560   | 35,9°                            | 285,67°  | 6,35°  | 0,216   | 0,0063              |

Как видно, несферичность Солнца больше всего увеличивает прецессионный дрейф орбит Фаэтона и Икара. У Венеры и Марса дрейф  $\chi_2$  мал по величине и обратный по знаку.

Фиг. 1 и 2 дают наглядное представление о геометрии орбит всех десяти небесных тел и их расположении в пространстве. Видно, что небесные тела, отобранные для табл.1, представляют большое разнообразие по размерам, эксцентриситету и расположению орбит относительно направления на точку весеннего равноденствия  $\Upsilon$ . Символами  $\mathcal{P}$  и  $\mathcal{A}$  обозначены перигелий и афелий. Большая ось орбиты, соединяющая перигелий с афелием, называется *линией апсид*. Десять отобранных небесных объектов сильно отличаются и по их наклонению  $i$  к эклиптике (табл. 1).



Фиг. 1. Орбиты четырех планет и двух астероидов в проекции на плоскость эклиптики

### Дифференциальные уравнения движения планет

На фиг.3 изображена эллиптическая орбита  $\mathcal{L}$  планеты или астероида. Переносная скорость  $\vec{v}_0$  Солнца, величина и направление которой подлежат определению, составляет угол  $\vartheta$  с плоскостью орбиты. Угол  $\psi$  определяет положение вектора  $\vec{v}'_0$  – проекции скорости  $\vec{v}_0$  на плоскость орбиты. Ось  $z$  с ортом  $\vec{k}$  ортогональна плоскости орбиты;  $\vec{e}_r$ ,  $\vec{e}_\varphi$  – орты полярных координат  $r$ ,  $\varphi$ ;  $\vec{u}$  – орбитальная скорость тела.

Как видно,

$$\begin{aligned}
\vec{v}_0 &= v_0 (\vec{e}_r \sigma_2 - \vec{e}_\varphi \sigma_1 + \vec{k} \sin \vartheta), \quad \vec{u} = \vec{e}_r \dot{r} + \vec{e}_\varphi r \dot{\varphi}, \\
\vec{v} &= \vec{v}_0 + \vec{u} = \vec{e}_r (\dot{r} + v_0 \sigma_2) + \vec{e}_\varphi (r \dot{\varphi} - v_0 \sigma_1) + \vec{k} v_0 \sin \vartheta, \\
\sigma_1 &= \cos \vartheta \sin(\varphi - \psi), \quad \sigma_2 = \cos \vartheta \cos(\varphi - \psi),
\end{aligned} \tag{14}$$

где точка над буквой – оператор дифференцирования по времени  $t$ .

В уравнении релятивистской динамики

$$\frac{d}{dt} \left( \frac{m \vec{v}}{\sqrt{1 - v^2/c^2}} \right) = \vec{F} \tag{15}$$

под символом  $\vec{v}$  понимается относительная скорость объекта. Но у нас  $\vec{v}$  (14) – это абсолютная скорость планеты, т.е. уравнение (15) записано в абсолютной системе отсчета, связанной с эфиром. Предполагается, что  $v_0$  на порядок больше  $u$ .

В случае быстро летящих заряженных частиц, когда  $u$  на два порядка больше  $v_0$ , абсолютная скорость  $\vec{v}$  близка к относительной  $\vec{u}$ , и уравнение (15) переходит в релятивистское. Поэтому наше толкование уравнения (15) не противоречит экспериментам на ускорителях элементарных частиц. Кроме уравнения (15), никаких нововведений в аппарат классической механики дальше не будет.

После раскрытия производной уравнение (15) принимает вид

$$\frac{1}{\sqrt{1 - v^2/c^2}} \left\{ \frac{d\vec{v}}{dt} + \frac{\vec{v}}{c^2 (1 - v^2/c^2)} \left( \vec{v} \cdot \frac{d\vec{v}}{dt} \right) \right\} = \frac{\vec{F}}{m}.$$

Второе слагаемое в фигурных скобках имеет порядок  $v^2/c^2$ , так что бином  $(1 - v^2/c^2)$  можно заменить единицей. Кроме этого, как это видно из выражения  $\vec{v}$  (14),

$$\frac{d\vec{v}}{dt} = \frac{d\vec{u}}{dt},$$

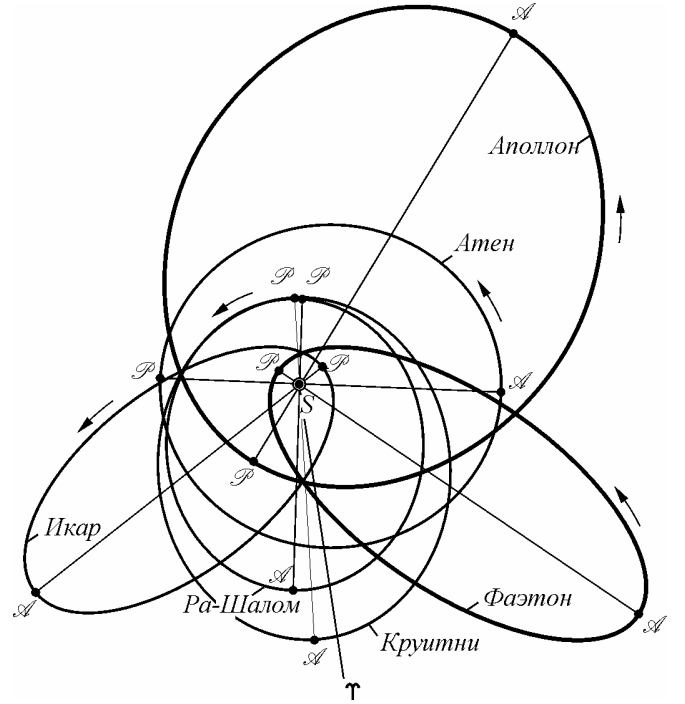
и наше уравнение упрощается

$$\frac{1}{\sqrt{1 - v^2/c^2}} \left\{ \frac{d\vec{u}}{dt} + \frac{\vec{v}}{c^2} \left( \vec{v} \cdot \frac{d\vec{u}}{dt} \right) \right\} = \frac{\vec{F}}{m}. \tag{16}$$

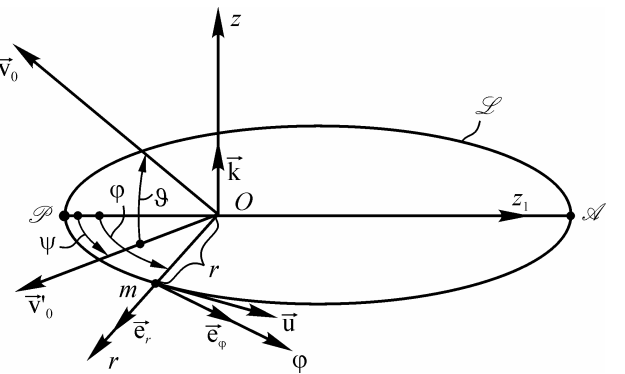
С учетом соотношений (14) находим

$$\begin{aligned}
\frac{d\vec{u}}{dt} &= \vec{e}_r (\ddot{r} - r \dot{\varphi}^2) + \frac{\vec{e}_\varphi}{r} \frac{d}{dt} (r^2 \dot{\varphi}), \\
\left( \vec{v} \cdot \frac{d\vec{u}}{dt} \right) &= v_0 \left\{ \left( \frac{\dot{r}}{v_0} + \sigma_2 \right) (\ddot{r} - r \dot{\varphi}^2) + \left( \frac{r \dot{\varphi}}{v_0} - \sigma_1 \right) \frac{1}{r} \frac{d}{dt} (r^2 \dot{\varphi}) \right\}.
\end{aligned}$$

Введем малый параметр  $\varepsilon$



Фиг. 2. Орбиты шести астероидов в проекции на плоскость эклиптики



Фиг. 3. Планетная орбита и вектор  $\vec{v}_0$  переносной скорости Солнца

$$\varepsilon = \frac{v_0^2}{2c^2} \quad (17)$$

и проверим справедливость равенств

$$\frac{v^2}{c^2} = 2\varepsilon \left\{ \left( \frac{\dot{r}}{v_0} + \sigma_2 \right)^2 + \left( \frac{r\dot{\varphi}}{v_0} - \sigma_1 \right)^2 + \sin^2 \vartheta \right\},$$

$$\frac{1}{\sqrt{1 - v^2/c^2}} \approx 1 + \frac{v^2}{2c^2} = 1 + \varepsilon \left[ \sin^2 \vartheta + \left( \frac{\dot{r}}{v_0} + \sigma_2 \right)^2 + \left( \frac{r\dot{\varphi}}{v_0} - \sigma_1 \right)^2 \right].$$

Поскольку

$$\frac{\vec{F}}{m} = -\frac{\mu}{r^2} \left( \vec{e}_r + \vec{k} \frac{z}{r} \right),$$

где смысл  $\mu$  тот же, что и в формуле Гербера (4), то с учетом полученных соотношений векторное уравнение (16) сначала преобразуется, а затем распадается на три скалярных уравнения

$$\left\{ \begin{aligned} & \left[ 1 + \varepsilon \left[ \sin^2 \vartheta + 3 \left( \sigma_2 + \frac{\dot{r}}{v_0} \right)^2 + \left( \sigma_1 - \frac{r\dot{\varphi}}{v_0} \right)^2 \right] \right] \left( \ddot{r} - r\dot{\varphi}^2 \right) - \\ & - 2\varepsilon \left( \sigma_2 + \frac{\dot{r}}{v_0} \right) \left( \sigma_1 - \frac{r\dot{\varphi}}{v_0} \right) \frac{1}{r} \frac{d}{dt} (r^2 \dot{\varphi}) = -\frac{\mu}{r^2}, \\ & \left[ 1 + \varepsilon \left[ \sin^2 \vartheta + \left( \sigma_2 + \frac{\dot{r}}{v_0} \right)^2 + 3 \left( \sigma_1 - \frac{r\dot{\varphi}}{v_0} \right)^2 \right] \right] \frac{1}{r} \frac{d}{dt} (r^2 \dot{\varphi}) - \\ & - 2\varepsilon \left( \sigma_1 - \frac{r\dot{\varphi}}{v_0} \right) \left( \sigma_2 + \frac{\dot{r}}{v_0} \right) \left( \ddot{r} - r\dot{\varphi}^2 \right) = 0. \\ & z = 2\varepsilon r \left( \frac{\dot{r}}{v_0} + \sigma_2 \right) \sin \vartheta. \end{aligned} \right. \quad (18)$$

Последнее уравнение позволяет вычислять отклонения  $z$  планеты от плоскости классической орбиты. В задаче определения вращательного дрейфа орбиты нужны только первое и второе уравнения. Сопоставим их с уравнениями классической механики

$$\ddot{r}_0 - r_0 \dot{\varphi}_0^2 = -\frac{\mu}{r_0^2}, \quad r_0^2 \dot{\varphi}_0 = \lambda, \quad (19)$$

где

$$\lambda = \sqrt{\mu a (1 - e^2)}. \quad (20)$$

Перейдем от переменных  $r$  и  $\varphi$  к переменным  $r_1$  и  $\varphi_1$  по правилу

$$r = r_0 + \varepsilon r_1, \quad \varphi = \varphi_0 + \varepsilon \varphi_1, \quad (21)$$

где  $r_0$  и  $\varphi_0$  – решение уравнений (19), соответствующее движению по эллиптической орбите

$$r_0 = \frac{a(1 - e^2)}{1 + e \cos \varphi_0}. \quad (22)$$

Угол  $\varphi_0$  отсчитывается от перигелия в сторону движения планеты. Далее мы везде будем пренебрегать слагаемыми порядка  $\varepsilon^2$ .

Используя второе уравнение (19) и выражения (20), (22), проверим справедливость соотношений

$$\begin{aligned}
\dot{r}_0 &= \dot{\varphi}_0 \frac{dr}{d\varphi_0} = \frac{\lambda e \sin \varphi_0}{a(1-e^2)}, \quad \frac{\dot{r}_0}{v_0} = \frac{\lambda e \sin \varphi_0}{v_0 a(1-e^2)} = \delta e \sin \varphi_0, \\
\frac{r_0 \dot{\varphi}_0}{v_0} &= \frac{\lambda(1+e \cos \varphi_0)}{v_0 a(1-e^2)} = \delta(1+e \cos \varphi_0), \\
\delta &= \frac{\lambda}{v_0 a(1-e^2)} = \frac{1}{v_0} \sqrt{\frac{\mu}{a(1-e^2)}} = \frac{29,79}{v_0 \sqrt{\sigma \nu}}, \quad \nu = 1-e^2.
\end{aligned} \tag{23}$$

Здесь  $\delta$  и  $\nu$  – безразмерные параметры, причем окончательное выражение  $\delta$  предполагает задание переносной скорости  $v_0$  в км/с.

Если теперь ввести два обозначения

$$g_1 = e \sin \varphi_0, \quad g_2 = 1 + e \cos \varphi_0, \tag{24}$$

то уравнения (18) запишутся

$$\left. \begin{aligned}
&\left\{ 1 + \varepsilon \left[ \sin^2 \vartheta + 3(\sigma_2 + \delta g_1)^2 + (\sigma_1 - \delta g_2)^2 \right] \right\} (\ddot{r} - r\dot{\varphi}^2) - \\
&\quad - 2\varepsilon (\sigma_2 + \delta g_1)^2 (\sigma_1 - \delta g_2) \frac{1}{r} \frac{d}{dt} (r^2 \dot{\varphi}) = -\frac{\mu}{r^2}, \\
&\left\{ 1 + \varepsilon \left[ \sin^2 \vartheta + (\sigma_2 + \delta g_1)^2 + 3(\sigma_1 - \delta g_2)^2 \right] \right\} \frac{1}{r} \frac{d}{dt} (r^2 \dot{\varphi}) - \\
&\quad - 2\varepsilon (\sigma_1 - \delta g_1)(\sigma_2 + \delta g_2) (\ddot{r} - r\dot{\varphi}^2) = 0.
\end{aligned} \right\} \tag{25}$$

Приближенные равенства

$$\begin{aligned}
\ddot{r} - r\dot{\varphi}^2 &= \ddot{r}_0 + \varepsilon \ddot{r}_1 - (r_0 + \varepsilon r_1)(\dot{\varphi}_0 + \varepsilon \dot{\varphi}_1)^2 \approx \\
&\approx \ddot{r}_0 - r_0 \dot{\varphi}_0^2 + \varepsilon (\ddot{r}_1 - 2r_0 \dot{\varphi}_0 \dot{\varphi}_1 - \dot{\varphi}_0^2 r_1), \\
\frac{\mu}{r^2} &= \frac{\mu}{(r_0 + \varepsilon r_1)^2} \approx \frac{\mu}{r_0^2} - \varepsilon \frac{2\mu}{r_0^3} r_1, \quad \frac{1}{r} = \frac{1}{r_0 + \varepsilon r_1} \approx \frac{1}{r_0} - \varepsilon \frac{r_1}{r_0^2}, \\
\frac{1}{r} \frac{d}{dt} (r^2 \dot{\varphi}) &= \frac{1}{r_0 + \varepsilon r_1} \frac{d}{dt} [(r_0 + \varepsilon r_1)(\dot{\varphi}_0 + \varepsilon \dot{\varphi}_1)] \approx \\
&\approx \frac{1}{r_0} \frac{d}{dt} (r_0^2 \dot{\varphi}_0) + \frac{\varepsilon}{r_0} \frac{d}{dt} (r_0^2 \dot{\varphi}_1 + 2r_0 \dot{\varphi}_0 r_1).
\end{aligned}$$

позволяют заменить систему уравнений (25) приближенными уравнениями (19) и двумя уравнениями относительно новых переменных  $r_1$  и  $\varphi_1$

$$\left. \begin{aligned}
&\ddot{r}_1 - 2r_0 \dot{\varphi}_0 \dot{\varphi}_1 - \left( \dot{\varphi}_0^2 + \frac{2\mu}{r_0^3} \right) r_1 = \frac{\mu}{r_0^2} \theta_1, \\
&\frac{d}{dt} (r_0^2 \dot{\varphi}_1 + 2r_0 \dot{\varphi}_0 r_1) = \frac{\mu}{r_0} \theta_2.
\end{aligned} \right\} \tag{26}$$

Здесь  $\theta_1$  и  $\theta_2$  – функции полярного угла  $\varphi_0$

$$\begin{aligned}
\theta_1 &= \sin^2 \vartheta + 3(\sigma_2 + \delta g_1)^2 + (\sigma_1 - \delta g_2)^2, \\
\theta_2 &= -2(\sigma_1 - \delta g_2)(\sigma_2 + \delta g_1).
\end{aligned} \tag{27}$$

Поскольку нас интересуют отклонения планеты от классической эллиптической орбиты, то от аргумента  $t$  можно перейти к переменной  $\varphi_0$ . Операторное соотношение

$$\frac{d}{dt} = \dot{\varphi}_0 \frac{d}{d\varphi_0} = \frac{\lambda}{r_0^2} \frac{d}{d\varphi_0}$$

и второе равенство (19) позволяют выполнить преобразования

$$\begin{aligned}\ddot{r}_1 &= \frac{d}{dt} \left( \dot{\varphi}_0 \frac{dr_1}{d\varphi_0} \right) = \ddot{\varphi}_0 \frac{dr_1}{d\varphi_0} + \dot{\varphi}_0^2 \frac{d^2 r_1}{d\varphi_0^2}, \quad \dot{\varphi}_0^2 = \frac{\lambda^2}{r_0^4}, \\ \ddot{\varphi}_0 &= -\frac{2\lambda^2}{r_0^5} \frac{dr_0}{d\varphi_0}, \quad \ddot{r}_1 = \frac{\lambda^2}{r_0^4} \cdot \frac{d^2 r_1}{d\varphi_0^2} - \frac{2\lambda^2}{r_0^5} \cdot \frac{dr_0}{d\varphi_0} \cdot \frac{dr_1}{d\varphi_0}, \\ \dot{\varphi}_1 &= \frac{\lambda}{r_0^2} \frac{d\varphi_1}{d\varphi_0}, \quad 2\frac{\lambda}{r_0} \dot{\varphi}_1 = \frac{2\lambda^2}{r_0^3} \cdot \frac{d\varphi_1}{d\varphi_0}, \quad r_0^2 \dot{\varphi}_1 = \lambda \frac{d\varphi_1}{d\varphi_0}, \\ \frac{d}{dt} \left( r_0^2 \dot{\varphi}_1 + 2\frac{\lambda}{r_0} r_1 \right) &= \frac{\lambda^2}{r_0^2} \left( \frac{d^2 \varphi_1}{d\varphi_0^2} + \frac{2}{r_0} \frac{dr_1}{d\varphi_0} - \frac{2}{r_0^2} \frac{dr_0}{d\varphi_0} r_1 \right).\end{aligned}$$

Эти соотношения помогают привести уравнения (26) к виду

$$\left. \begin{aligned} \frac{d^2 r_1}{d\varphi_0^2} - \frac{2}{r_0} \cdot \frac{dr_0}{d\varphi_0} \cdot \frac{dr_1}{d\varphi_0} - 2r_0 \Phi - \left( 1 + \frac{2\mu r_0}{\lambda^2} \right) r_1 &= \frac{\mu r_0^2}{\lambda^2} \theta_1, \\ \frac{d\Phi}{d\varphi_0} + \frac{2}{r_0} \frac{dr_1}{d\varphi_0} - \frac{2}{r_0^2} \frac{dr_0}{d\varphi_0} r_1 &= \frac{\mu r_0}{\lambda^2} \theta_2, \end{aligned} \right\} \quad (28)$$

где

$$\Phi = \frac{d\varphi_1}{d\varphi_0}.$$

От переменных  $r_0$  и  $r_1$  переходим к безразмерным переменным  $\rho_0$  и  $\rho_1$

$$r_0 = a\rho_0, \quad r_1 = a\rho_1.$$

Здесь, как и прежде,  $a$  – большая полуось классической орбиты. На основе выражений (22) и (23) находим

$$\rho_0 = \frac{\nu}{1 + e \cos \varphi_0}, \quad \frac{d\rho_0}{d\varphi_0} = \rho_0^2 \frac{e}{\nu} \sin \varphi_0.$$

Вводим безразмерные функции

$$P = \frac{\mu a}{\lambda^2} \rho_0 = \frac{1}{g_2}, \quad g = \frac{e \sin \varphi_0}{\nu} = \frac{g_1}{\nu},$$

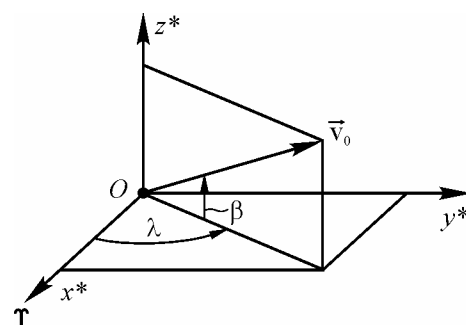
$$\theta = g_1 P, \quad \Lambda = 1 + \frac{2}{1 + e \cos \varphi_0} = 1 + 2P$$

и приводим систему уравнений (28) к окончательному виду

$$\left. \begin{aligned} \frac{d^2 \rho_1}{d\varphi_0^2} - 2\theta \frac{d\rho_1}{d\varphi_0} - \Lambda \rho_1 - 2\rho_0 \Phi &= \rho_0 P \theta_1, \\ \frac{d\Phi}{d\varphi_0} + \frac{2}{\rho_0} \frac{d\rho_1}{d\varphi_0} - 2g\rho_1 &= P\theta_2. \end{aligned} \right\} \quad (29)$$

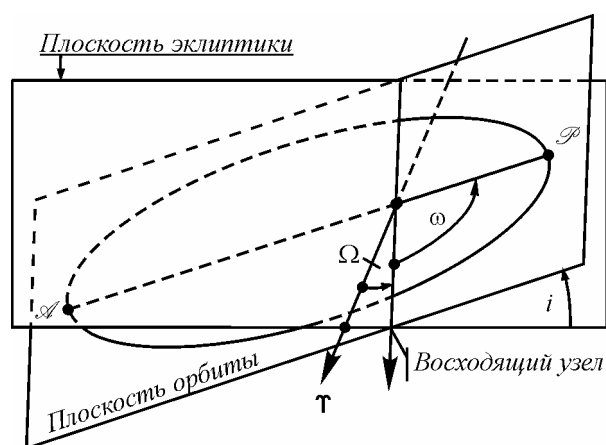
## Алгоритм вычисления дрейфа $\chi_1$ , обусловленного переносным движением солнечной системы

В эклиптических координатах направление вектора переносной скорости  $\vec{v}_0$  (фиг. 4) определяется *эклиптической широтой*  $\beta$ , т. е. углом между плоскостью эклиптики и вектором  $\vec{v}_0$ ; и *эклиптической долготой*  $\lambda$  (этот символ в прежнем смысле (20) больше не нужен). Эклиптическая долгота – это угол  $\lambda$  между направлением на точку весеннего равноденствия  $\Upsilon$  и проекцией вектора  $\vec{v}_0$  на плоскость эклиптики.



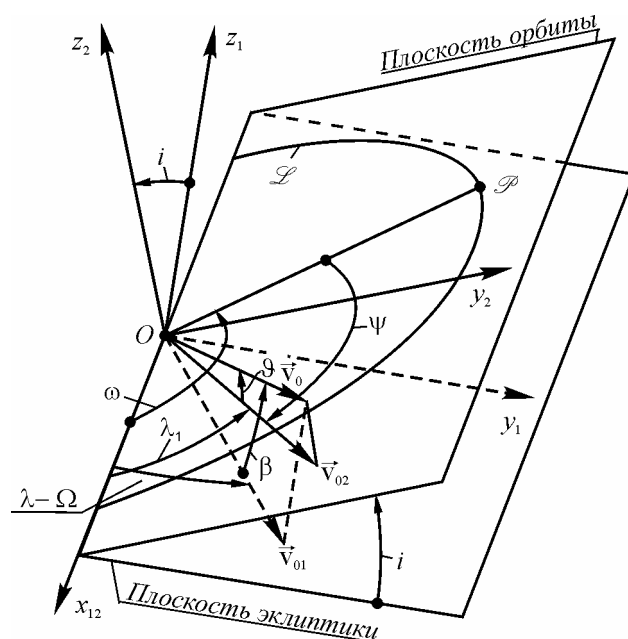
Фиг. 4. Направление вектора  $\vec{v}_0$  в эклиптических координатах

Определим пространственное расположение орбиты (фиг. 5). Точки, в которых орбита пересекает плоскость эклиптики, называются *восходящим* и *нисходящим* узлами. Восходящий узел тот, проходя через который планета смещается в сторону севера. Угол  $i$  между плоскостью эклиптики и плоскостью орбиты называется *наклоном*. У всех планет и астероидов, движущихся в том же направлении, что и Земля  $i > 0$ . Угол  $\Omega$  между направлением на точку весеннего равноденствия  $\Upsilon$  и восходящим узлом называется *долготой восходящего узла*. Угол  $\omega$  между направлениями на восходящий узел и перигелий называется *аргументом перигелия*.



Фиг. 5. К заданию пространственной ориентации планетной орбиты

Функции  $\theta_1$  и  $\theta_2$  (27), входящие в правые части уравнения (29), по своему смыслу являются безразмерными силами, возмущающими движение планеты по классической эллиптической орбите. Эти функции содержат  $\sigma_1$  и  $\sigma_2$  (14), в которых фигурируют углы  $\vartheta$  и  $\psi$  (фиг. 3). Поэтому необходимо найти алгоритм вычисления  $\sigma_1$  и  $\sigma_2$  по пяти заданным углам  $\beta$ ,  $\lambda$ ,  $\Omega$ ,  $\omega$ ,  $i$ . Фиг. 6, на котором угол  $\psi$  имеет отрицательное значение, позволяет решить эту задачу средствами элементарной геометрии. Мы приведем только конечные результаты, причём в полном алгоритме вычисления прецессионного дрейфа  $\chi_1$  за один обход орбиты.



Фиг. 6. К определению углов  $\vartheta$  и  $\psi$  по углам  $\Omega$ ,  $\omega$ ,  $i$ ,  $\beta$ ,  $\lambda$

$$\begin{aligned}
\nu &= 1 - e^2, \delta = \frac{29,79}{v_0 \sqrt{\sigma \nu}}, \psi_0 = \lambda - \Omega, \alpha_1 = \sin \psi_0 \cos \beta \cos i + \\
&+ \sin \beta \sin i, \alpha_2 = \cos \psi_0 \cos \beta, \alpha = \sqrt{\alpha_1^2 + \alpha_2^2}, \zeta_1 = \alpha_1 / \alpha, \\
\zeta_2 &= \alpha_2 / \alpha, \xi_1 = \zeta_1 \cos \omega - \zeta_2 \sin \omega, \xi_2 = \zeta_2 \cos \omega + \zeta_1 \sin \omega, \\
g_1 &= e \sin \varphi_0, g_2 = 1 + e \cos \varphi_0, g = g_1 / \nu, P = 1 / g_2, \\
\rho_0 &= \nu P, \theta = g_1 P, \Lambda = 1 + 2P, \\
\sigma_1 &= \alpha (\xi_2 \sin \varphi_0 - \xi_1 \cos \varphi_0), \sigma_2 = \alpha (\xi_2 \cos \varphi_0 + \xi_1 \sin \varphi_0).
\end{aligned}$$

Символы  $\alpha, \zeta_1, \zeta_2, \xi_1, \xi_2$  имеют простой тригонометрический смысл:

$$\alpha = \cos \vartheta, \zeta_1 = \sin(\psi + \omega), \zeta_2 = \cos(\psi + \omega),$$

$$\xi_1 = \sin \psi, \xi_2 = \cos \psi.$$

После изложенных операций программируются функции  $\theta_1$  и  $\theta_2$  (27) и составляются уравнения (29).

Система уравнений (29) интегрировалась методом Рунге-Кутты от  $\varphi_0 = 0$  до  $\varphi_0 = 2\pi$ . Алгоритм прогонки оказался вычислительно неустойчивым.

Краевые условия

$$\frac{d\rho_1}{d\varphi_0} = 0 \text{ при } \varphi_0 = 0, \quad \frac{d\rho_1}{d\varphi_0} = 0 \text{ при } \varphi_0 = 2\pi \quad (30)$$

не вызывают сомнений, поскольку вычисления начинаются и заканчиваются в перигелии.

Начальные значения функций  $\rho_1$  и  $\Phi$  при  $\varphi_0 = 0$  находились как следствие выполнения второго условия (30). Область от 0 до  $2\pi$  разбивалась на 400 равных шагов. Производная

$$\frac{d\rho_1}{d\varphi_0}(\varphi = 2\pi) = f[\rho_1(0), \Phi(0)]$$

приближалась к нулю градиентным методом до достижения условия

$$\frac{d\rho_1}{d\varphi_0}(\varphi = 2\pi) < 10^{-10}.$$

Было обнаружено, что функции  $\rho_1(\varphi_0)$  и  $\Phi(\varphi_0)$  не являются строго периодическими, так что у каждого небесного тела получаются стабильные невязки

$$\Delta\rho_1 = \rho_1(2\pi) - \rho_1(0), \Delta\Phi = \Phi(2\pi) - \Phi(0). \quad (31)$$

Это явление обусловлено зависимостью левой части уравнения (15) от отношения  $v^2/c^2$ . Действительно, представим, что классическая орбита расположена так, что скорость  $\vec{v}_0$  проецируется на ее плоскость прямо на линию апсид. В классической механике величины скоростей и ускорений движущейся точки симметричны относительно линии апсид. Но в нашей теории отношение  $v^2/c^2$  по обе стороны от линии апсид оказывается разным. Это приводит к асимметричному искажению классической эллиптической орбиты и нарушению симметрии величин скорости и ускорения относительно линии апсид. По этой причине классическая орбита с нулевой эксцентриситетностью деформируется так, что ее вращение обретает смысл, какого нет для точной окружности. Впрочем, невязки (31) при пересчете их в расстояния и скорости таковы, что реально ненаблюдаемы.

Дрейф  $\chi_1$  вычислялся в две операции

$$\varepsilon = \frac{1}{2} \left( \frac{v_0}{300} \right)^2 \cdot 10^{-6}, \quad \chi_1 = \varepsilon \int_0^{2\pi} \Phi(\varphi_0) d\varphi_0,$$

интеграл вычислялся по формуле Симпсона. В формулу  $\varepsilon$ , как и в формулу  $\delta$ , скорость переносного движения  $v_0$  должна представлять в км/с.

### Результаты расчетов и выводы

Известно три разных источника, указывающих на переносное движение Солнечной системы. Мы должны проверить, в каком случае учитывается движение относительно эфира.

- Движение относительно источника реликтового излучения с параметрами

$$v_0 = 366 \text{ км/с}; \quad \beta = -11,25^\circ; \quad \lambda = 171,8^\circ. \quad (32)$$

- Данные профессора Е.И.Штыркова [8], полученные путем наблюдения за абберацией электромагнитных волн от геостационарного спутника

$$v_0 = 600 \text{ км/с}; \quad \beta = 67,07^\circ; \quad \lambda = 90,01^\circ. \quad (33)$$

- Данные *Дейтона Миллера* (1866 – 1941), полученные с использованием интерферометра Майкельсона. Этот прибор при работе в атмосферном воздухе позволяет выделить на небе две бесконечно удаленные и диаметрально противоположные точки. Переносная скорость  $\vec{v}_0$  направлена по прямой, соединяющей эти точки. Но на какую из двух точек нацелена скорость  $\vec{v}_0$ , интерферометр Майкельсона определить не может. Миллер по каким-то не вполне понятным признакам выделял южную точку. Но расчеты показали, что скорость  $\vec{v}_0$  направлена к северной точке Миллера, находящейся вблизи северного полюса эклиптики [9]:

$$\beta = 82,81^\circ; \quad \lambda = 139,07^\circ. \quad (34)$$

Эффект, обнаруженный Миллером, был подтвержден экспериментом Майкельсона-Писа-Пирсона [10]. Скорость  $v_0$  переносного движения Миллер оценивал в 208 км/с, хотя эта оценка была сделана косвенно – на основе слабой зависимости регистрируемого эффекта от направления орбитальной скорости Земли. Координаты (34) точки Миллера определены тоже весьма приближенно, поскольку применялась статистическая обработка экспериментальных данных, искаженных сильными помехами.

Расчеты при параметрах (32) обнаружили, что дрейф  $\chi_1$  у Меркурия завышен почти в четыре раза ( $1,88 \cdot 10^{-6}$ ), у Венеры и Земли он получился равным  $42 \cdot 10^{-6}$  и  $20 \cdot 10^{-6}$ , а у Марса  $\chi_1 = 0,047 \cdot 10^{-6}$ . Эти результаты противоречат и данным Кинле (6), и данным Клеменса (7). А это значит, что система отсчета, от которой исходит реликтовое излучение, не имеет никакого отношения к эфиру.

При данных Штыркова (33) дрейф  $\chi_1$  у Меркурия получился  $1,48 \cdot 10^{-6}$ , что в три раза больше опытного значения (11); у Венеры и Земли дрейф оказался обратным и равным соответственно –  $24,2 \cdot 10^{-6}$  и  $-2,69 \cdot 10^{-6}$ . У Марса  $\chi_1 = 1,69 \cdot 10^{-6}$ , что много даже по меркам Кинле (6). И хотя сам метод Штыркова определения  $v_0$ ,  $\beta$  и  $\lambda$  на сегодня выглядит наиболее надежным, но данные (33) свидетельствуют о необходимости поправок либо в регистрацию опытных фактов, либо в их обработку.

Наилучшие результаты дала точка Миллера (34). При  $v_0 = 208$  км/с получилось  $\chi_1 = 0,439 \cdot 10^{-6}$  – для Меркурия, что примерно на 13% меньше истинного значения (11). Эти 13% можно было бы объяснить квадрупольным моментом Солнца. Дрейф Земли ( $\chi_1 = 0,998 \cdot 10^{-6}$ ) не противоречит данным Кинле (6), а дрейф Марса ( $\chi_1 = 0,112 \cdot 10^{-6}$ ) согласуется даже с данными Клеменса (7). Но дрейф у Венеры ( $\chi_1 = 1,96 \cdot 10^{-6}$ ) выходит даже за рамки (6), причем в два с половиной раза. Однако совершенно очевидно, что координаты той точки, на которую направлена переносная скорость Солнца, Миллер определил с удивительно малой погрешностью для столь чувствительного к помехам прибора, каким является интерферометр Майкельсона.

Было решено искать более удачное сочетание параметров  $v_0$ ,  $\beta$  и  $\lambda$ , начиная с точки Миллера (34) и действуя в два этапа. Сначала была достигнута правильная пропорция между

дрейфами Венеры, Земли и Меркурия за счет изменения углов  $\beta$  и  $\lambda$  при фиксированной скорости  $v_0 = 208 \text{ км/с}$ . Затем было найдено значение  $v_0$  из условия

$$\chi_1 = 0,458 \cdot 10^{-6} - \text{для Меркурия.} \quad (35)$$

Это было сделано с расчетом достижения  $\chi$  (11) при суммировании  $\chi_1$ (35) и  $\chi_2$ (12).

В процессе расчетов было обнаружено, что отклонения от северного полюса эклиптики ( $\beta = 90^\circ$ ) по сравнению с точкой Миллера (34), как правило, не улучшают, а ухудшают результаты. Поэтому тестировались в основном точки, лежащие внутри той окрестности северного полюса эклиптики, граница которой определена точкой Миллера (34) ( $\beta \approx 83^\circ$ ). Что касается эклиптической долготы  $\lambda$ , то при близости  $\beta$  к  $90^\circ$  ее значения слабо влияют на экваториальные координаты, которыми пользовался Миллер [9].

Задача уточнения координат (34) была подчинена, в первую очередь, приведению дрейфов орбит Венеры и Земли в соответствие с данными Клеменса (7). Эта задача, особенно для Венеры, выглядела наиболее трудноразрешимой. Такой подход к проблеме, однако, не является бесспорным, поскольку данные Клеменса для Венеры и Земли могут в дальнейшем разойтись с более точными опытными значениями, которые должны когда-нибудь появиться. Новые параметры:

$$v_0 = 307,58 \text{ км/с}; \quad \beta = 85,3^\circ; \quad \lambda = 110^\circ. \quad (36)$$

Таблица 2.

| Объект   | $\chi_1 \cdot 10^6$ | $\chi \cdot 10^6$ | $\Delta \rho_1$ | $\Delta \Phi$ | $\rho_1(0)$ | $\Phi(0)$  |
|----------|---------------------|-------------------|-----------------|---------------|-------------|------------|
| Меркурий | 0,458               | 0,503             | -0,111          | 0,256         | -0,336160   | 0,0239164  |
| Венера   | 0,297               | 0,295             | -0,0891         | 0,179         | -0,341958   | -0,0200508 |
| Земля    | 0,241               | 0,252             | -0,0494         | 0,0996        | -0,336653   | -0,0153888 |
| Марс     | 0,211               | 0,207             | 0,0416          | -0,0879       | -0,322148   | 0,00152113 |
| Икар     | 0,213               | 0,288             | 0,0934          | -0,835        | -0,126622   | 0,252409   |
| Фазтон   | 0,251               | 0,392             | -0,0557         | 0,775         | -0,0785358  | 0,273138   |
| Ра-Шалом | 0,181               | 0,204             | -0,00903        | 0,0272        | -0,271055   | 0,110333   |
| Атен     | -0,615              | -0,605            | -0,0822         | 0,186         | -0,292079   | 0,0378032  |
| Круитни  | 0,202               | 0,219             | -0,0770         | 0,265         | -0,237501   | 0,142637   |
| Аполлон  | 0,0933              | 0,100             | 0,0576          | -0,215        | -0,203742   | 0,165100   |

В табл. 2 при этих параметрах приведены значения  $\chi_1$  и  $\chi = \chi_1 + \chi_2$  для тех же небесных тел, какие помещены в табл. 1. Здесь же представлены невязки  $\Delta \rho_1$ ,  $\Delta \Phi$  и начальные значения функции  $\rho_1$  и  $\Phi$  при  $\varphi_0 = 0$ . Значения  $\rho_1(0)$  и  $\Phi(0)$  даны с шестью значащими цифрами, чтобы они годились для быстрой проверки остальных характеристик, помещенных в табл. 2. Данные (36) следует воспринимать как приближенные. И есть только два пути для их уточнения: нужно либо найти более точные значения  $v_0$ ,  $\beta$  и  $\lambda$  методом Штыркова после уточнения самого метода; либо располагать более достоверными опытными данными О-С, полученными с применением радарных методов для ряда планет и астероидов с существенно разной пространственной ориентации орбит. В первом случае мы сможем находить дрейфы орбит любых планет и астероидов и еще правильно оценить квадрупольный момент Солнца. Во втором случае окажется возможным уточнить и значения  $v_0$ ,  $\beta$ ,  $\lambda$ , и величину квадрупольного момента Солнца.

В табл. 3 приведены значения  $\chi_1$ ,  $\Delta \rho$  и  $\Delta \Phi$  при различных эксцентриситетах  $e$  орбиты. Параметры  $\sigma$ ,  $\Omega$ ,  $\omega$  и  $i$  взяты от орбиты Меркурия. Расчеты выполнены при

Таблица 3.

| $e$ | $\chi_1 \cdot 10^6$ | $\Delta \rho_1$ | $\Delta \Phi$ |
|-----|---------------------|-----------------|---------------|
| 0,1 | 0,850               | -0,118          | 0,251         |
| 0,2 | 0,468               | -0,111          | 0,255         |
| 0,3 | 0,346               | -0,104          | 0,262         |
| 0,4 | 0,291               | -0,0952         | 0,272         |
| 0,5 | 0,266               | -0,0858         | 0,286         |
| 0,6 | 0,262               | -0,0752         | 0,305         |
| 0,7 | 0,279               | -0,0629         | 0,333         |
| 0,8 | 0,335               | -0,0484         | 0,376         |
| 0,9 | 0,501               | -0,0299         | 0,456         |

исходных данных (36). Табл. 2 и 3, фиг. 7 и 8 и некоторые другие результаты вычислений позволяют сделать выводы:

1. Новый алгоритм вычисления дрейфа перигелия  $\chi$  за один обход орбиты свидетельствует, что величина  $\chi$  зависит не только от эксцентриситета орбиты  $e$  и размера ее большой полуоси  $a$  (или  $\sigma$ ), но еще и от пространственной ориентации орбиты, определяемой углами  $\Omega$ ,  $\omega$ ,  $i$ .

2. При изменении только одного эксцентриситета  $e$  от  $e = 0,1$  до  $e = 0,9$  дрейф орбиты  $\chi_1$ , обусловленный переносным движением Солнечной системы относительно эфира, сначала уменьшается, достигая минимума между  $e = 0,5$  и  $e = 0,6$ . Дальнейший рост эксцентриситета вызывает усиление прецессионного дрейфа орбиты (табл. 3).

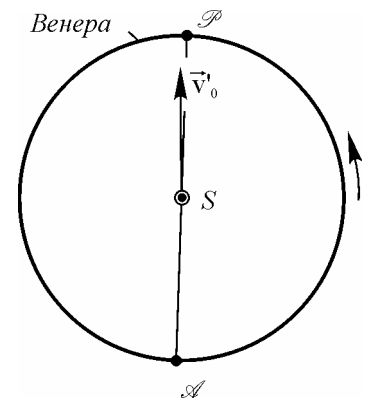
Этот вывод противоречит формуле Гербера (4), предсказывающей монотонный рост дрейфа по мере увеличения эксцентриситета. Но можно ли говорить о точности функции двух переменных, если известно, что она верна в одной точке (Меркурий), и то при условии, что несферичность Солнца никакой роли не играет.

3. Дрейф  $\chi_1$  максимален по величине, когда линия апсид ортогональна вектору  $\vec{v}'_0$  — проекции переносной скорости  $\vec{v}_0$  на плоскость орбиты. У Венеры (фиг.7) вектор  $\vec{v}'_0$  составляет всего  $2^\circ$  с линией апсид. Этим и объясняется, почему при столь малом эксцентриситете ( $e = 0,00677$ ) дрейф орбиты не выходит за пределы значений (7).

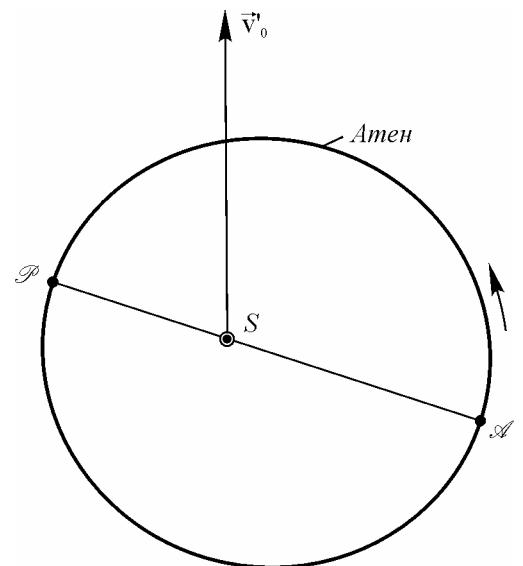
4. У Атены дрейф орбиты  $\chi$  самый большой по величине и противоположный по направлению. Большая величина  $\chi$  объясняется двумя причинами: довольно велик угол между линией апсида и вектором  $\vec{v}'_0$  ( $72^\circ$  — фиг.8) и сравнительно мал эксцентриситет ( $e = 0,183$ ). Обратный дрейф ( $\chi < 0$ ) обусловлен тем, что перигелий у этого астероида расположен по левую сторону от вектора  $\vec{v}'_0$ , вследствие чего абсолютная скорость в перигелии получается меньше скорости  $v'_0$ . У остальных девяти небесных тел перигелий расположен справа от вектора  $\vec{v}'_0$ , поэтому они проходят точку перигелия с абсолютной скоростью, превышающей  $v'_0$ , и у всех у них дрейф положительный (табл. 2). Известно [11, с. 131], что объекты с обратным дрейфом существуют, в то время как формула Гербера (4) прогнозирует только положительные  $\chi$ .

5. Полный дрейф  $\chi$  у Икара в табл. 2 составляет всего 52% от вычисленного по формуле Гербера (5) ( $0,546 \cdot 10^{-6}$ ). Это может объяснить, почему в работах Шапиро [5-7] не удалось определить квадрупольный момент Солнца по разности между опытным значением и прогнозом ОТО. Эта разность получалась не положительной, а отрицательной, в то время как дрейф  $\chi_2$ , обусловленный сжатием Солнца, у Икара положителен (табл. 1).

6. Хотя сама мысль о том, что дополнительное вращение орбиты Меркурия и других планет, не учитываемое классической механикой, вызвано переносным движением Солнечной системы, выглядит наиболее простой и естественной и хотя от исходного уравнения (15) до конечного алгоритма в статье нет ни одной операции, продиктованной чем-то иным, кроме



Фиг. 7. Сравнительная величина вектора  $\vec{v}'_0$  и его направление относительно орбиты Венеры



Фиг. 8. Сравнительная величина вектора  $\vec{v}'_0$  и его направление относительно орбиты Атены

логики математического формализма, все новые результаты следует пока воспринимать только как вполне возможные.

Подтвердить или опровергнуть новый взгляд на проблему прецессионного дрейфа планетных орбит может только наблюдательная астрономия. И для этого самым подходящим объектом является астероид Атен. Нужно выяснить, какой знак имеет *классический* остаток  $O-C$  у орбиты этого небесного тела. Новый алгоритм прогнозирует обратную прецессию у Атена при любом из четырех вариантов (32), (33), (34), (36) параметров переносного движения Солнечной системы. Поэтому даже в том случае, если в дальнейшем уточненные опытные факты приведут к существенной корректировке параметров (36), вывод об этой аномалии в движении Атена останется правильным.

7. Если предсказанная аномалия в движении Атена подтвердится, это будет означать: во-первых, абсолютное пространство Ньютона – объективная реальность, только эта реальность материальная и называется эфиром; во-вторых, источник погрешности классической механики состоит в том, что в ней обнуляется переносное движение Солнечной системы. Возможно, единственная поправка, в которой нуждается классическая механика, состоит в замене динамического уравнения Ньютона уравнением (15) с пониманием  $\vec{v}_0$  как абсолютной скорости точечного объекта.

Автор благодарит профессора В.А.Брумберга, профессора А.Ф.Заусаева, профессора Е.А.Штыркова и зав. лабораторией эфемерид Института прикладной астрономии РАН Е.В.Питьеву, сообщивших ряд нужных сведений из области астрономии.

## ЛИТЕРАТУРА

1. В. А. Брумберг, Релятивистская небесная механика, Наука, Москва (1972).
2. С. И. Вавилов, Собрание сочинений, т.4 АН СССР, Москва (1956).
3. Е. В. Питьева, Релятивистские эффекты и сжатие Солнца из радарных наблюдений планет и космических аппаратов, Письма в астрономический журнал, т. 31 № 5 (2005).
4. Р. Дикке, Гравитация и Вселенная, Мир, Москва (1972).
5. I. Shapiro, Solar rotation and planetary orbits, *ibid.* 4 (1965).
6. I. Shapiro, W. Smith, M. Ash, Icarus: further confirmation of the relativistic perihelion, *Physical review letter*, v.20, №26 (1968).
7. I. Shapiro, W. Smith, M. Ash, S. Herrick, General Relativity and Orbit of Icarus, *The astronomical Journal*, v.76, №7 (1971).
8. E. I. Shtyrkov. Observation of ether drift in experiments with geostationary satellites, *Proceedings of the NPA, 12<sup>th</sup> Annual Conference*, Storrs CT, USA, v.2, №2 (2005).
9. D. C. Miller, The ether-drift experiment and the determination of the absolute motion of the earth, *Reviews of modern physics*, v.5 (1933).
10. A. A. Michelson, F. G. Pease, F. Pearson, Repetition of the Michelson-Morley experiment, *Journal of the Optical Society of America and review of scientific instruments*, v.18, №3 (1929).
11. Л. Бриллюэн, Новый взгляд на теорию относительности, Мир, Москва (1972).