Прикладная математика и механика. Т. XXVII. 1963

О ВЛИЯНИИ НЕСФЕРИЧНОСТИ ЗЕМЛИ НА РАБОТУ ГИРОГОРИЗОНТКОМПАСА

Л. З. Новиков

(Москва)

В статье [1] Д. Р. Меркиным указаны условия невозмущаемости гирогоризонтком паса с учетом сжатия Земли. При этом сила тяготения предполагается направленноі точно к центру Земли. Под невозмущаемым гирогоризонткомпасом понимается гиро рама, непрерывно указывающая (при соответствующих начальных условиях) истин ную вертикаль места и плоскость меридиана (с точностью до курсовой поправки), т. е все рассмотрение связано с силой тяжести, а не с силой тяготения. Поэтому указан ное предположение не сказывается на основном результате исследования.

Ниже показано, что гирогоризонткомпас Геккелера, теория которого была дан А. Ю. Ишлинским [2], определенным образом связан с направлением силы тяготени при любой гипотезе о форме Земли. Поэтому более естественно и при исследовани влияния сжатия Земли на работу гирогоризонткомпаса использовать метод учета сил действующих на материальную систему, движущуюся вблизи Земли, изложенны в [2-5]. При этом учитывается отклонение силы тяготения от направления на цент Земли. Получены условия невозмущаемости, понимаемой как сохранение гирогори зонткомпасом направления силы тяготения и плоскости меридиана (с точностью д курсовой поправки), а также оценки погрешностей, вносимых в работу гирогоризонт компаса Геккелера отклонением формы Земли от сферической.

§ 1. Пусть двухгироскопический компас покоится на поверхности вра щающегося с постоянной скоростью U тела, сила тяготения к котором лежит в его меридиональной плоскости. Пусть, далее, в начальный мс мент экватор чувствительного элемента компаса был расположен в плс скости, перпендикулярной силе тяготения, вектор кинетического момент гиросферы лежал в плоскости меридиана, а угол разведения гироскопо ε_0 был выставлен, исходя из соотношения

$$2B\cos\varepsilon_0 = mlUR' \qquad (1.1)$$

Если, кроме того, момент N, создаваемый пружиной, подчиняетс закону

$$N = -\frac{4B^2}{mlR'/\sin\chi}\cos\varepsilon\sin\varepsilon \qquad (1.2)$$

то сфера будет сохранять направление силы тяготения и меридиана в все время работы компаса.

Здесь R' — расстояние от центра плавучести гиросферы 0 до оси вра щения тела, χ — угол между направлением силы тяготения и осью вра щения тела; остальные обозначения те же, что в работе [2].

При доказательстве этого утверждения, как и везде в дальнейшем будем исходить из уравнений движения гиросферы относительно систем координат S, поступательно перемещающейся вместе с телом, но не участ вующей в его вращении, в проекциях на оси $Oxyz$, связанные с гиросферой так же, как в работе [2]

$$-\omega_z 2B\cos\varepsilon = M_x, \qquad \omega_x 2B\cos\varepsilon = M_z$$
$$\frac{d}{dt}(2B\cos\varepsilon) = M_y, \qquad -\omega_y 2B\sin\varepsilon = N \tag{1.3}$$

Здесь $\omega_x, \omega_y, \omega_z$ — проекции угловой скорости вращения гиросферы (т. е. трехгранника $Oxyz$) относительно системы S на оси $Oxyz$, а M_x, M_y, M_z — моменты внешних сил, приложенных к гиросфере, и сил инерции переносного движения.

В начальный момент, по условию, гиросфера расположена так, что ось z прямо противоположна направлению силы тяготения, а ось y лежит в плоскости меридиана. Предположим, что такое расположение сохраняется и в дальнейшем. Тогда

$$\omega_x = 0, \qquad \omega_y = U\sin\chi, \qquad \omega_z = U\cos\chi$$
$$M_x = -mlU^2R'\cos\chi, \qquad M_y = 0, \quad M_z = 0$$

и уравнения (1.3) с учетом условий (1.1) и (1.2) выполняются тождественно, что и доказывает утверждение.

Условия (1.1) и (1.2) отличаются от условий А. Ю. Ишлинского [2] лишь тем, что в (1.2) вместо радиуса Земли R стоит величина $R' / \sin\chi$ — расстояние от точки подвеса гиросферы до оси вращения Земли вдоль линии действия силы тяготения. Это отличие очень незначительно и, как будет показано ниже, гирогоризонткомпас Гекелера — Ишлинского на неподвижном основании с весьма высокой степенью точности указывает направление силы тяготения (ср. противоположное утверждение в [1]).

Далее, тесная связь между направлением силы тяготения и ориентацией гиросферы еще раз подтверждает естественность и целесообразность использования при изучении работы гирогоризонткомпаса формулы (1.1) [1], т. е. способа учета сил, действующих на материальную систему, движущуюся вблизи Земли, предложенного А. Ю. Ишлинским.

Однако при этом возникает необходимость еще более четкого определения всех понятий, связанных с направлением силы тяжести и силы тяготения в данной точке, чем это сделано в работе [1].

§ 2. Наряду с истинной вертикалью, совпадающей с линией отвеса, т. е. нормалью к поверхности Земли, в [1] вводится понятие псевдовертикали как «прямой, соединяющей точку поверхности Земли с ее центром». При этом сила тяготения считается действующей вдоль псевдовертикали, хотя и оговаривается, что такое предположение является только первым приближением. Соответственно, угол между вертикалью и псевдовертикалью оказывается равным $\frac{1}{2}(R_1 U^2 / g)\sin 2\varphi$ (формула (1.6) [1]), и в связи с этим утверждается, в частности, что на неподвижном основании ось гирокомпаса, имеющего период М. Шулера, «показывает псевдогоризонтальную плоскость, так же как и гирогоризонткомпас А. Ю. Ишлинского».

Заметим, однако, что угол между направлением силы тяготения и направлением на центр Земли (псевдовертикалью, по терминологии Д. Р. Меркина) является величиной того же порядка, что и угол между вертикалью и псевдовертикалью. Если предполагать, что поверхность Земли имеет форму эллипсоида Клеро, то угол между вертикалью и направлением на центр Земли $\psi = \varphi - \varphi'$, где φ — географическая, а φ'— геоцентрическая широта места, и

$$\operatorname{tg}\psi = \frac{e^2\cos\varphi'\sin\varphi'}{1 - e^2\cos^2\varphi'} \qquad \left(e^2 = \frac{a^2 - b^2}{a^2}\right)$$

Здесь $e^2 = 0.0067$ — квадрат первого эксцентрицитета земного меридиана. С точностью до малых более высокого порядка, чем e^2, можно считать

$$\psi = {}^1/_2\, e^2 \sin 2\varphi' \tag{2.1}$$

Далее, если предполагать, что Земля представляет собой эллипсоид вращения постоянной плотности, то, исходя из теории ньютоновского потенциала [6–8], проекция вектора ускорения земного тяготения на направление к центру Земли оказывается равной

$$g = \frac{4}{3}\pi f D \frac{a^2}{b}\frac{b^2}{R^2} \tag{2.2}$$

и на перпендикулярную плоскость

$$g_1 = \frac{4}{5}\pi f D \frac{a^2(a^2 - b^2)}{b^3}\frac{b^4}{R^4}\sin\varphi' \cos\varphi' \tag{2.3}$$

Здесь $f = 6.66 \cdot 10^{-8}$ *см*^{3}*г*$^{-1}$*сек*$^{-2}$ — гравитационная постоянная, $D = 15.52$ *гсм*$^{-3}$ — средняя плотность земного сфероида, R — расстояние от центра Земли до данной точки ее поверхности. Таким образом, угол между направлением силы тяготения и направлением на центр Земли (псевдовертикалью) равен

$$\psi' = \frac{3}{5}\frac{a^2 - b^2}{R^2}\sin\varphi' \cos\varphi'$$

т. е. с той же степенью точности (сохраняя малые порядка e^2)

$$\psi' = {}^3/_5\, e^2 \sin\varphi' \cos\varphi' = {}^3/_5 \psi \tag{2.4}$$

Итак, учет сжатия Земли требует четкого различения трех направлений в каждой точке земной поверхности: направления на центр Земли, или псевдовертикали, направления силы тяготения, или силовой линии гравитационного поля Земли, которое будем называть гравитационной вертикалью, и направления силы тяжести, или нормали, к поверхности земного сфероида, т. е. истинной вертикали.

Угол, данный формулой (1.6) в работе [1], представляет собой фактически угол между гравитационной и истинной вертикалями и составляет две пятых угла между псевдовертикалью и вертикалью.

В рамках допущения о сферической форме Земли гравитационная вертикаль совпадает с псевдовертикалью. Тем не менее следует говорить, что гирокомпас, имеющий период Шулера, на неподвижном основании так же, как и гирогоризонткомпас Геккелера, показывает гравитационную вертикаль, ибо направление осей этих приборов определяется именнно направлением силы тяготения, а не геометрическим направлением на центр Земли.

В § 1 было показано, что при отклонении гравитационной вертикали от псевдовертикали гирокомпас, весьма близкий к гирогоризонткомпасу Геккелера, на неподвижном основании указывает направление гравитационной вертикали.

В связи с этим представляется естественным считать невозмущаемым гирокомпас, чувствительный элемент которого при любом движении основания по поверхности земного сфероида сохраняет направление гравитационной вертикали и плоскость меридиана (с точностью до курсовой поправки).

§ 3. Введем систему координат $O\xi\eta\zeta$ таким образом, что ось ζ направлена по гравитационной вертикали вверх, ось ξ — вдоль параллели на восток, ось η образует с осями ζ и ξ правый трехгранник. Эта система переходит в систему координат, ориентированную географически [1], при повороте вокруг оси ξ на угол — ${}^2/_5\psi$. Соответственно, проекции абсолютной скорости V точки O, движущейся по поверхности земного сфероида на оси $O\xi\eta\zeta$ будут иметь следующий вид (с точностью до малых более высокого порядка, чем ψ):

$$V_\xi = v_E + RU\cos\varphi', \qquad V_\eta = v_N, \qquad V_\zeta = -{}^2/_5\psi v_N = -{}^2/_5\psi V_\eta \tag{3.1}$$

С той же степенью точности (которой мы будем придерживаться и везде в дальнейшем, не оговаривая этого особо) имеем

$$\dot\varphi' = \frac{V_\eta}{R}, \qquad \dot\psi = \psi\frac{V_\eta}{R}2\operatorname{ctg}2\varphi' \tag{3.2}$$

Нетрудно видеть, что угловая скорость вращения трехгранника $O\xi\eta\zeta$ имеет проекции

$$\omega_\xi = -\frac{V_\eta}{R}\left(1+\frac{3}{5}\psi 2\operatorname{ctg}2\varphi'\right)$$
$$\omega_\eta = \frac{V_\xi}{R}\left(1-\frac{3}{5}\psi\operatorname{tg}\varphi'\right), \qquad \omega_\zeta = \frac{V_\xi}{R}\left(\operatorname{tg}\varphi'+\frac{3}{5}\psi\right) \tag{3.3}$$

Введем теперь систему координат $Ox^\circ y^\circ z^\circ$, которая получается из системы $O\xi\eta\zeta$ путем поворота вокруг оси ζ на угол $\vartheta = \operatorname{arc\,tg}(V_\eta / V_\xi)$. Тогда вектор абсолютной скорости V точки O будет лежать в плоскости $Ox^\circ z^\circ$ и

$$V_{x^\circ} = V, \qquad V_{y^\circ} = 0, \qquad V_{z^\circ} = -{}^2/_5\psi V\sin\vartheta \tag{3.4}$$

Угловая скорость вращения триедра $Ox^\circ y^\circ z^\circ$ имеет проекции

$$\omega_{x^\circ} = -\frac{3}{5}\psi\frac{V\sin2\vartheta}{2R}\operatorname{ctg}\varphi'$$
$$\omega_{y^\circ} = \frac{V}{R}\left[1+\frac{3}{5}\psi\,(\sin^2\vartheta\operatorname{ctg}\varphi' - \operatorname{tg}\varphi')\right] \tag{3.5}$$
$$\omega_{z^\circ} = \dot\vartheta + \frac{V\cos\vartheta}{R}\left(\operatorname{tg}\varphi'+\frac{3}{5}\psi\right) = \omega$$

Проекции абсолютного ускорения w точки O на оси $Ox^\circ y^\circ z^\circ$ соответственно равны

$$w_{x^\circ} = \dot V_{x^\circ} + \omega_{y^\circ}V_{z^\circ} - \omega_{z^\circ}V_{y^\circ} = \dot V - \frac{2}{5}\psi\frac{V^2}{R}\sin\vartheta$$
$$w_{y_\circ} = V_{y^\circ} + \dot\omega_{z^\circ}V_{x^\circ} - \omega_{x^\circ}V_{z^\circ} = \omega V \tag{3.6}$$
$$w_{z^\circ} = \dot V_{z^\circ} + \omega_{x^\circ}V_{y^\circ} - \omega_{y^\circ}V_{x^\circ} =$$
$$= -\frac{V^2}{R} - \psi\left[\frac{V^2}{R}(\sin^2\vartheta\operatorname{ctg}\varphi' - \operatorname{tg}\varphi') + \frac{2}{5}\dot V\sin\vartheta + \frac{2}{5}\omega V\cos\vartheta\right]$$

Сила, действующая на гиросферу в ее центре тяжести, в проекциях на оси $Ox^\circ y^\circ z^\circ$ равна

$$Q_{x^\circ} = -mw_{x^\circ}, \qquad Q_{y^\circ} = -mw_{y^\circ}, \qquad Q_{z^\circ} = -m\,(g + w_{z^\circ}) \tag{3.7}$$

(Здесь g — не ускорение силы тяжести, а ускорение силы тяготения, определяемое формулой (2.2).)

Связав систему координат $Oxyz$ с триедром $Ox^\circ y^\circ z^\circ$ с помощью углов α, β, γ так же, как в [2], и подставив соответствующие выражения для угловой скорости трехгранника $Oxyz$ и моментов силы Q в уравнения

1.3), получим уравнения движения гиросферы

$$2B\cos\varepsilon\,[\omega_{x^\circ}(\cos\alpha\sin\gamma+\sin\alpha\sin\beta\cos\gamma)+\omega_{y^\circ}(\sin\alpha\sin\gamma-\cos\alpha\sin\beta\cos\gamma)+(\omega+\dot\alpha)\cos\beta\cos\gamma+\dot\beta\sin\gamma]=ml\,[-w_{x^\circ}\sin\alpha\cos\beta+w_{y^\circ}\cos\alpha\cos\beta+(g+w_{z^\circ})\sin\beta]-M_x' \quad (3.8)$$

$$\frac{d}{dt}(2B\cos\varepsilon)=ml\,[w_{x^\circ}(\cos\alpha\cos\gamma-\sin\alpha\sin\beta\sin\gamma)+w_{y^\circ}(\sin\alpha\cos\gamma+\cos\alpha\sin\beta\sin\gamma)-(g+w_{z^\circ})\cos\beta\sin\gamma]+M_y'$$

$$(2B\cos\varepsilon\,[\omega_{x^\circ}(\cos\alpha\cos\gamma-\sin\alpha\sin\beta\sin\gamma)+\omega_{y^\circ}(\sin\alpha\cos\gamma+\cos\alpha\sin\beta\sin\gamma)-(\omega+\dot\alpha)\cos\beta\sin\gamma+\dot\beta\cos\gamma]=M_z'$$

$$2B\sin\varepsilon\,[-\omega_{x^\circ}\sin\alpha\cos\beta+\omega_{y^\circ}\cos\alpha\cos\beta+(\omega+\dot\alpha)\sin\beta+\dot\gamma]=-N$$

Полагая в этих уравнениях $\alpha=\beta=\gamma=0$, получаем

$$2B\omega\cos\varepsilon=ml\omega V-M_x'$$

$$\frac{d}{dt}(2B\cos\varepsilon)=ml\dot V-ml\frac{2}{5}\psi\frac{V^2}{R}\sin\vartheta+M_y' \quad (3.9)$$

$$-2B\cos\varepsilon\frac{V}{R}\frac{3}{5}\psi\operatorname{ctg}\varphi'\sin\vartheta\cos\vartheta=M_z'$$

$$2B\sin\varepsilon\frac{V}{R}\left[1+\frac{3}{5}\psi(\sin^2\vartheta\operatorname{ctg}\varphi'-\operatorname{tg}\varphi')\right]=-N$$

Таким образом, если на гиросферу непрерывно действуют моменты

$$M_y'=ml\frac{2}{5}\psi\frac{V^2}{R}\sin\vartheta,\quad M_z'=-ml\frac{3}{5}\psi\frac{V^2}{R}\sin\vartheta\cos\vartheta\operatorname{ctg}\varphi',\quad M_x'=0 \quad (3.10)$$

а момент пружины изменяется по закону

$$N=-\frac{4B^2\sin\varepsilon\cos\varepsilon}{mlR}\left[1-\frac{3}{5}\psi(\operatorname{tg}\varphi'-\sin^2\vartheta\operatorname{ctg}\varphi')\right] \quad (3.11)$$

и в начальный момент угол разведения гироскопов ε_0 был выставлен, согласно условию

$$\cos\varepsilon_0=\frac{mlV_0}{2B} \quad (3.12)$$

то гиросфера при любом маневре основания будет указывать направление гравитационной вертикали и плоскости меридиана с точностью до курсовой поправки

$$\vartheta=\operatorname{arc\,tg}\frac{v_N}{v_E+RU\cos\varphi'}$$

если только и в начальный момент $\alpha=\beta=\gamma=0$. Моменты (3.10) создаются искусственно и налагаются на гиросферу извне.

Представляет интерес несколько другой способ создания невозмущаемого в указанном смысле гирокомпаса, при котором дополнительные моменты вырабатываются внутри самой гиросферы. До сих пор центр тяжести гиросферы предполагался расположенным неподвижно на расстоянии $-l$ от центра плавучести в направлении оси z. Допустим теперь, что при помощи какого-либо устройства центр тяжести может перемещаться внутри гиросферы на малые расстояния в соответствии с поступающими от некоторого вычислительного устройства сигналами. Тогда оказывается, что достаточно, чтобы метацентрическая высота l изменялась по закону

$$l = l_0 \exp\left\{\frac{3}{5}\int_0^t \psi \frac{\sin\vartheta}{R}\left[\left(g - \frac{V^2}{R}\right)\frac{\cos\vartheta}{\omega}\operatorname{ctg}\varphi' - \frac{2}{3}V\right]d\tau\right\} \qquad (3.13)$$

и направление из центра плавучести в центр тяжести было наклонено к оси z на угол

$$\theta = \frac{3}{5}\psi\frac{V\sin 2\vartheta}{2R\omega}\operatorname{ctg}\varphi' \qquad (3.14)$$

в плоскости xz. При выполнении условий (3.13), (3.14) вместе с (3.11) и (3.12), и при нулевых начальных условиях чувствительный элемент гирогоризонткомпаса будет непрерывно ориентирован по гравитационной вертикали и плоскости меридиана (с учетом курсовой девиации). Справедливость этого утверждения непосредственно следует из уравнений (3.8), при подстановке в них соответствующих дополнительных моментов, возникающих при таком отклонении центра тяжести от оси z

$$M_x' = 0$$

$$M_y' = -\theta ml\,[w_{x^\circ}(\cos\alpha\sin\gamma + \sin\alpha\sin\beta\cos\gamma) + \\ + w_{y^\circ}(\sin\alpha\sin\gamma - \cos\alpha\sin\beta\cos\gamma) + (g + w_{z^\circ})\cos\beta\cos\gamma]$$

$$M_z' = \theta ml\,[w_{x^\circ}\sin\alpha\cos\beta + w_{y^\circ}\cos\alpha\sin\beta + (g + w_{z^\circ})\sin\beta]$$

Таким образом, принципиально возможно построить гирогоризонткомпас, учитывающий с точностью до квадрата эксцентриситета e^2 несферичность Земли и постоянно указывающий либо гравитационную вертикаль, либо истинную вертикаль [1], и плоскость меридиана с точностью до курсовой поправки. Однако в связи со сделанными в § 1 замечаниями представляет интерес оценить отклонения от гравитационной вертикали и от гиронорда гирогоризонткомпаса Геккелера—Ишлинского [2], связанные со сжатием фигуры Земли.

§ 4. Перейдем к уравнениям малых колебаний, положив α, β, γ и $\delta = \varepsilon - \sigma(t)$, где $\sigma(t)$ удовлетворяет условию $2B\cos\sigma = ml\,V$, и их производные, так же, как и ψ, малыми первого порядка и пренебрегая малыми высших порядков. Тогда получим

$$\frac{d}{dt}(\varkappa + \mu) + i(\nu - \omega)(\varkappa + \mu) = +\frac{3}{5}\psi\frac{V}{R}\left[\operatorname{tg}\varphi' - \sin^2\vartheta\operatorname{ctg}\varphi' + \right. \qquad (4.1)$$

$$\left. + i\sin\vartheta\left(\cos\vartheta\operatorname{ctg}\varphi' + \frac{2}{3}\frac{V}{\nu R}\right)\right] \qquad \left(\varkappa = \frac{V}{\sqrt{gR}}\alpha + i\beta\right)$$

$$\frac{d}{dt}(\varkappa - \mu) + i(\nu + \omega)(\varkappa - \mu) = \frac{3}{5}\psi\frac{V}{R}\left[-\operatorname{tg}\psi' + \sin^2\vartheta\operatorname{ctg}\psi' + \right.$$

$$\left. + i\sin\vartheta\left(\cos\vartheta\operatorname{ctg}\psi' - \frac{2}{3}\frac{V}{\nu R}\right)\right] \qquad \left(\mu = \gamma - i\frac{2B\sin\sigma}{ml\sqrt{gR}}\delta\right)$$

Эти уравнения отличаются от уравнений (5.3) [2] наличием ненулевых правых частей, зависящих от скорости корабля, курса и широты.

В случае неподвижного основания имеем малые колебания вокруг постоянных значений

$$\alpha_0 = 0, \quad \beta_0 = -\frac{3}{5}\psi\frac{\omega}{\nu^2 - \omega^2}\frac{V}{R}\operatorname{tg}\varphi', \quad \gamma_0 = 0, \quad \delta_0 = \frac{3}{5}\psi\frac{\nu^2}{\nu^2 - \omega^2}\frac{\operatorname{tg}\varphi'}{\operatorname{tg}\sigma} \qquad (4.2)$$

Так как $V = UR\cos\varphi'$, $\omega = U\sin\varphi' + O(\psi)$, и учитывая, что $^2/_5\psi = {}^1/_2 (RU^2/g)\sin 2\varphi'$ (угол между вертикалью и гравитационной вертикалью), а следовательно,

$$\nu^2 = \frac{5}{2}\frac{U^2}{e^2} \tag{4.3}$$

получаем, что ось гиросферы на неподвижном основании отклоняется от гравитационной вертикали на угол

$$\beta_0 = -{}^6/_{25}\, e^4 \sin^3\varphi' \cos\varphi' \tag{4.4}$$

Максимальное отклонение имеет место на широте $\varphi' = 60°$ и составляет $\beta_{0_{\max}} = -0.7''$ при угле между истинной и гравитационной вертикалями, равном $4'$. Относительная погрешность в измерении угла между истинной и гравитационной вертикалями при помощи гирогоризонткомпаса определяется выражением

$$\frac{|\beta_0|}{^2/_5\psi} = \frac{3}{5} e^2 \sin^2\varphi' \tag{4.5}$$

и максимально достигает величины 0.004. Таким образом, гирогоризонткомпас Геккелера с достаточно высокой степенью точности указывает на неподвижном основании направление гравитационной вертикали, т. е. направление силы тяготения в данной точке Земли.

Уравнения (4.1) позволяют оценить уходы гирогоризонткомпаса и на движущемся основании. Так при постоянной скорости на постоянном курсе имеем (пренебрегая очень медленным изменением широты)

$$\begin{aligned}
\alpha_0 &= \frac{3}{5}\psi\frac{\nu}{\nu^2-\omega^2}\sin\vartheta\left(\nu\cos\vartheta\operatorname{ctg}\varphi' + \frac{2}{3}\frac{\omega}{\nu}\frac{V}{R}\right)\\
\beta_0 &= -\frac{3}{5}\psi\frac{\omega}{\nu^2-\omega^2}\frac{V}{R}(\operatorname{tg}\varphi' - \sin^2\vartheta\operatorname{ctg}\varphi')\\
\gamma_0 &= \frac{3}{5}\psi\frac{1}{\nu^2-\omega^2}\frac{V}{R}\sin\vartheta\left(\omega\cos\vartheta\operatorname{ctg}\varphi' + \frac{2}{3}\frac{V}{R}\right)\\
\delta_0 &= \frac{3}{5}\psi\frac{\nu^2}{\nu^2-\omega^2}\frac{1}{\operatorname{tg}\sigma}(\operatorname{tg}\varphi' - \sin^2\vartheta\operatorname{ctg}\varphi')
\end{aligned} \tag{4.6}$$

Пусть, например, корабль движется северным курсом со скоростью 20 узлов на широте 60°. Тогда $\alpha_0 = 8''$, $\beta_0 - 0.8''$, $\gamma_0 = 0.02''$. Величина δ_0 зависит от угла σ. Если параметры гиросферы подобраны так, что $\sigma \approx \varphi$, то $\delta_0 \approx {}^3/_5\psi = 5.9'$.

Автор благодарен А. Ю. Ишлинскому, Ю. К. Жбанову, Я. Н. Ройтенбергу, М. Е. Темченко и М. А. Шифу за обсуждение работы.

Поступила 5 VI 1963

ЛИТЕРАТУРА

1. Меркин Д. Р. Влияние сжатия Земли на работу гирогоризонткомпаса. ПММ, 1963, т. 27, вып. 2.
2. Ишлинский А. Ю. К теории гирогоризонткомпаса. ПММ, 1956, т. 20, вып. 4.
3. Ишлинский А. Ю. Об относительном равновесии физического маятника с подвижной точкой опоры. ПММ, 1956, т. 20, вып. 3.
4. Ишлинский А. Ю. К теории гироскопического маятника. ПММ, 1957, т. 21, вып. 1.
5. Ишлинский А. Ю. Теория двухгироскопической вертикали. ПММ, 1957, т. 21, вып. 2.
6. Субботин М. Ф. Курс небесной механики, т. 3, Гостехиздат, 1949.
7. Дубошин Г. Н. Теория притяжения. Физматгиз, 1961.
8. ГоренштейнИ. А., Шульман И. А., Сафарян А. С. Интерциальная навигация. «Советское радио», 1962.