

УДК 550.388.2

С. В. ГРИНЧЕНКО, Д. А. ДЗЮБАНОВ

ВЛИЯНИЕ СТРУКТУРЫ МАГНИТНОГО ПОЛЯ ЗЕМЛИ НА ТЕОРЕТИЧЕСКИЙ РАСЧЁТ СКОРОСТИ ДВИЖЕНИЯ ПЛАЗМЫ, ИНДУЦИРОВАННОГО ВЕТРОМ НЕЙТРАЛЬНОЙ СРЕДЫ

Подается глобальный розподіл нахилення та схилення магнітного поля Землі в північній півкулі. Виводяться формули для обчислення швидкості руху плазми, що індукуються вітровим рухом нейтрального середовища, для випадків урахування або за відсутності урахування величини схилення магнітного поля Землі.

Ключові слова: магнітне поле Землі, модель IGRF, швидкість руху іоносферної плазми.

Представлено глобальное распределение углов наклона и склонения магнитного поля Земли в северном полушарии. Выводятся формулы для вычисления скорости движения плазмы, индуцированного ветровым движением нейтральной среды, для случаев учёта или неучёта величины угла склонения магнитного поля Земли.

Ключевые слова: магнитное поле Земли, модель IGRF, скорость движения ионосферной плазмы.

Global distribution of Earth's magnetic field inclination and declination in the northern hemisphere is presented. Formulas for calculating the plasma velocity, induced by wind motion of neutral environment, in cases of taking into account, or no taking into consideration the declination of the Earth's magnetic field are deduced.

Keywords: Earth's magnetic field, IGRF model, ionospheric plasma velocity.

Постановка задачі. Движение ионизированной составляющей верхней атмосферы играет существенную роль в формировании высотного распределения ионосферной плазмы. Поэтому актуальным является исследование влияния структуры магнитного поля Земли на точность вычисления скорости движения плазмы, индуцированного нейтральными ветрами.

Элементы магнитного поля Земли. В северном полушарии находится южный магнитный полюс и, соответственно, в южном полушарии – северный магнитный полюс. Южный магнитный полюс часто называют «условно северным» полюсом, и, соответственно, северный магнитный полюс – «условно южным» полюсом.

Для разложения вектора напряжённости \vec{H} можно использовать различные системы координат. Географические координаты (широту и долготу) обычно обозначают буквами φ , λ . Прямоугольную систему координат (x, y, z) обычно ориентируют следующим образом. Ось x ориентируют вдоль географического меридиана по направлению к северному полюсу. Ось y ориентируют по географической параллели, направляя к востоку. Чтобы орты прямоугольной системы координат составляли правую тройку, ось z направляют сверху вниз [1, 2, 3].

Вдоль географического меридиана отсчитывается географическая широта φ ($-\frac{\pi}{2} \leq \varphi \leq \frac{\pi}{2}$). Проекция H_x вектора напряжённости \vec{H} на ось x совпадает с проекцией H_φ на ось широты: $H_x = H_\varphi$. Вдоль географической параллели отсчитывается географическая долгота λ ($0 \leq \lambda < 2\pi$). Проекция H_y вектора напряжённости \vec{H} на ось y совпадает с проекцией H_λ на ось долготы: $H_y = H_\lambda$.

Если Землю считать шаром, то ось z будет направлена к центру планеты. Если рассматривать ось r как расстояние от центра Земли, то на поверхности

Земли $r = R_3$, где R_3 – радиус Земли. Понятно, что в центре земного шара $r = 0$.

Проекция $H_x = H_\varphi$ носит название северной составляющей, проекция $H_y = H_\lambda$ – восточной составляющей и проекция $H_z = -H_r$ – вертикальной составляющей. Перечисленные проекции вектора напряжённости магнитного поля Земли обозначаются через X, Y, Z соответственно. Вектор $\vec{H}_{hor} = (X, Y, 0)$ (составляющая вектора \vec{H} в горизонтальной плоскости) называют вектором горизонтальной составляющей.

Вертикальная плоскость, в которой лежит вектор \vec{H}_{hor} , называется плоскостью местного магнитного меридиана, а угол между географическим и магнитным меридианами – магнитным склонением, которое обозначается через D . Угол I между горизонтальной плоскостью и направлением вектора \vec{H} носит название магнитного наклона.

Положительным склонением D называют восточное, т. е. когда вектор \vec{H}_{hor} отклонен от севера к востоку, а отрицательным – западное. Таким образом, если вектор горизонтальной составляющей \vec{H}_{hor} находится «слева» от направления на географический север, то склонение $D < 0$, и, если вектор \vec{H}_{hor} находится «справа» от направления на географический север, то склонение $D > 0$. Понятия «слева», «справа» нетрудно математически формализовать. Если направления вектора \vec{H}_{hor} , оси x и оси r образуют правую тройку векторов, то говорят, что вектор \vec{H}_{hor} находится справа от географического севера (и в этом случае $D > 0$). Если перечисленные направления образуют левую тройку векторов, то говорят, что вектор \vec{H}_{hor} находится слева от географического севера (и в этом случае $D < 0$).

© С. В. Гринченко, Д. А. Дзюбанов, 2016

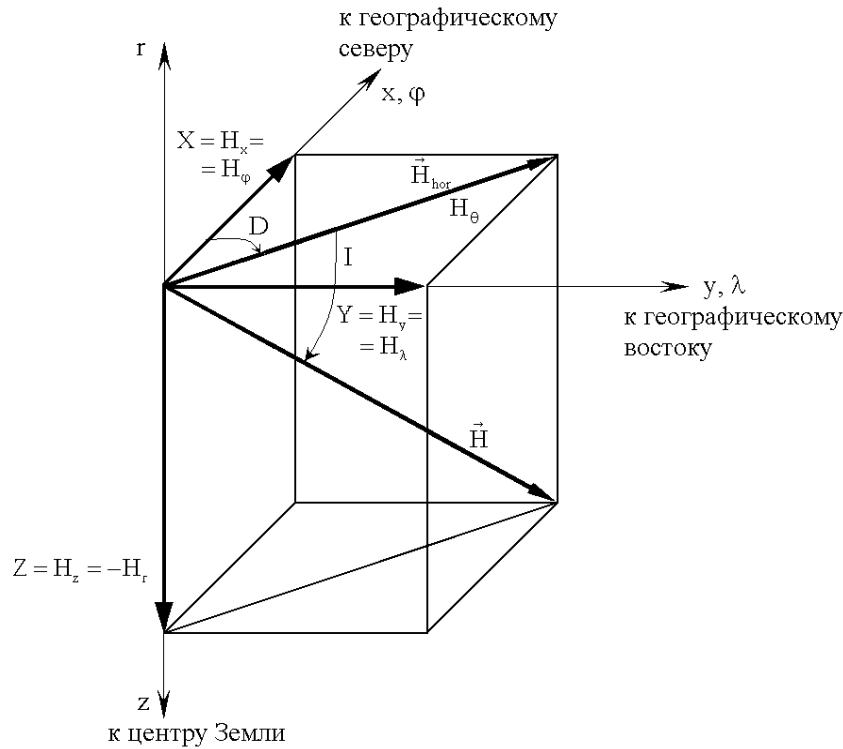


Рис. 1 – Элементы магнитного поля

Наклонение I положительно, когда вектор \vec{H} направлен вниз от горизонтали, что имеет место в северном полушарии, и отрицательно, когда \vec{H} направлен вверх, т. е. в южном полушарии. Иными словами, если вектор \vec{H} имеет уклон к Земле, то наклонение $I > 0$, в противном случае – наклонение $I < 0$.

Склонение D , наклонение I , горизонтальная составляющая \vec{H}_{hor} , вертикальная проекция $Z = H_z = -H_r$, северная $X = H_x = H_\phi$ и восточная $Y = H_y = H_\lambda$ носят название элементов земного магнетизма.

Существующие модели магнитного поля обычно дают на выходе компоненты X, Y, Z . Углы D и I , изменяющиеся в пределах $-\frac{\pi}{2} \leq D \leq \frac{\pi}{2}$, $-\frac{\pi}{2} \leq I \leq \frac{\pi}{2}$, удобно вычислять по формулам:

$$\operatorname{tg} D = \frac{H_y}{H_z}, \quad D = \operatorname{arctg} \frac{H_y}{H_z};$$

$$\sin I = \frac{H_z}{H}, \quad I = \operatorname{arcsin} \frac{H_z}{H}.$$

Элементы магнитного поля являются координатами вектора \vec{H} в различных системах координат. Так, например, $X = H_x$, $Y = H_y$, $Z = H_z$ – не что иное, как координаты конца вектора \vec{H} в

прямоугольной системе координат; H_{hor} , D , и Z – координаты в цилиндрической системе и H_{hor} , D и I – координаты в сферической системе. В каждой из этих трёх систем координаты независимы друг от друга. Для перехода от одной системы координат к другой и определения величины вектора \vec{H} справедливы, как можно видеть из рис. 1, следующие соотношения:

$$H_x = H_\phi = H_{hor} \cdot \cos D = H \cdot \cos I \cdot \cos D,$$

$$H_y = H_\lambda = H_{hor} \cdot \sin D = H \cdot \cos I \cdot \sin D,$$

$$H_z = -H_r = H \cdot \sin I, \quad H_{hor}^2 = H_x^2 + H_y^2 = H_\phi^2 + H_\lambda^2,$$

$$H_{hor} = H \cdot \cos I,$$

$$\vec{H} = (H_x, H_y, H_z) = H_{hor} \cdot (\cos D, \sin D, \operatorname{tg} I) =$$

$$= H \cos I \cdot (\cos D, \sin D, \operatorname{tg} I) =$$

$$= H \cdot (\cos I \cdot \cos D, \cos I \cdot \sin D, \sin I).$$

При малом угле склонения D (см. рис. 2) перечисленные формулы принимают вид:

$$H_x = H_\phi = H_{hor} = H \cdot \cos I,$$

$$H_y = H_\lambda = H_{hor} = 0,$$

$$H_z = -H_r = H \cdot \sin I,$$

$$H_{hor} = H \cdot \cos I,$$

$$\vec{H} = (H_x, 0, H_z) = H_{hor} \cdot (1, 0, \operatorname{tg} I) =$$

$$= H \cos I \cdot (1, \sin D, \operatorname{tg} I) = H \cdot (\cos I, 0, \sin I).$$

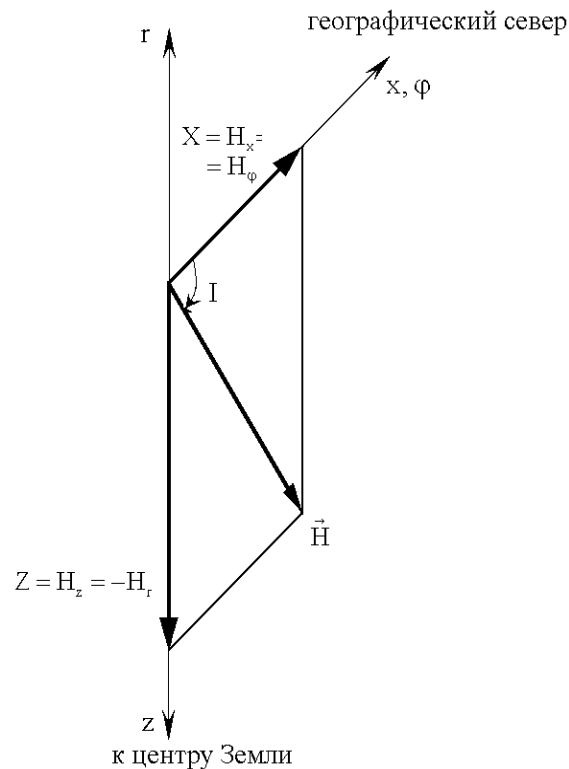


Рис. 2 – Элементы магнитного поля при малом угле склонения

Смещения магнитных полюсов. Магнитные полюса Земли не являются неподвижными. Примерно с начала XVII века южный магнитный полюс располагался под паковыми льдами в границах нынешней канадской Арктики. В настоящее время он движется мимо северного географического полюса в направлении к североазиатскому побережью Северного Ледовитого океана. Такое смещение южного магнитного полюса может вызвать целый ряд физических последствий в атмосфере и ионосфере Земли [3].

Противоположностью южного магнитного полюса, находящегося в северном полушарии, является северный магнитный полюс, который расположен в южном полушарии в районе Антарктиды.

Вариации геомагнитного поля. Ни один из элементов земного магнетизма не остаётся постоянным во времени, а непрерывно меняет свою величину от часа к часу и от года к году. Такие изменения получили название вариаций элементов земного магнетизма. Вариации в течение короткого промежутка времени (порядка суток) имеют периодический характер, однако периоды, амплитуды и фазы их чрезвычайно разнообразны. Среднегодовые значения также меняются, но характер изменения уже монотонный, и их периодичность выявляется лишь при очень большой длительности наблюдений (порядка многих десятков и сотен лет). Медленные вариации элементов земного магнетизма получили название вековых. Вековые вариации элементов

связаны с источниками, лежащими внутри земного шара, и вызываются теми же причинами, что и магнитное поле Земли. Быстротечные вариации периодического характера, весьма различные по амплитуде, имеют своим источником электрические токи в высоких слоях атмосферы [4].

Геомагнитное поле принято разделять на три основные части: 1) главное магнитное поле и его вековые вариации, имеющие внутренний источник в ядре Земли; 2) аномальное магнитное поле, обусловленное совокупностью источников в тонком верхнем слое, называемом магнитоактивной оболочкой Земли; 3) внешнее магнитное поле, связанное с внешними источниками – токовыми системами в околоземном пространстве.

Поле внешнего происхождения называют переменным электромагнитным полем Земли, поскольку оно является не только магнитным, но и электрическим. Главное и аномальное поля часто объединяют общим условным термином – постоянным геомагнитным полем.

Дипольная модель магнитного поля Земли. Магнитное поле Земли в дипольном приближении описывается полем некоторого геоцентрического диполя с определённым наклоном оси по отношению к оси вращения Земли. Так как полюса диполя обычно не находятся в диаметрально противоположных точках земного шара, центр диполя смещен от центра Земли на некоторое расстояние.

Ось диполя пересекает поверхность Земли в точках, называемых северным полюсом диполя и

южным полюсом диполя. Дипольные полюса принято называть геомагнитными полюсами.

Из-за несовпадения центра диполя и центра Земли вектор напряжённости магнитного поля, вычисляемый по дипольной модели в геомагнитных полюсах, не является перпендикулярным к поверхности Земли.

Таким образом, полюса диполя (геомагнитные полюса) не совпадают с истинными магнитными полюсами Земли (т.е. магнитными полюсами реального магнитного поля Земли), а дипольная ось не совпадает с осью вращения Земли.

Плоскость, проходящая через центр диполя перпендикулярно оси магнитных полюсов, называется дипольной экваториальной плоскостью. Пересечение дипольной экваториальной плоскости с земной поверхностью образует дипольный экватор. Магнитная широта в дипольной модели магнитного поля отсчитывается от дипольного экватора.

Полуокружности, соединяющие магнитные полюса, образуют магнитные меридианы диполя. Один из них принимается за нулевую магнитную долготу.

Введённые определения дипольного экватора (магнитного экватора) и магнитных меридианов диполя позволяют ввести геомагнитные координаты – геомагнитную широту и геомагнитную долготу.

Если географические координаты принято обозначать буквами φ, λ , то для геомагнитных координаты устоявшихся обозначений нет, поэтому геомагнитную широту будем обозначать символом θ , а геомагнитную долготу – μ .

В дипольной модели магнитного поля вектора магнитного поля находятся в плоскости соответствующего магнитного меридиана. В общем случае «недипольной» модели вектора магнитного поля лежат в плоскостях местных магнитных меридианов.

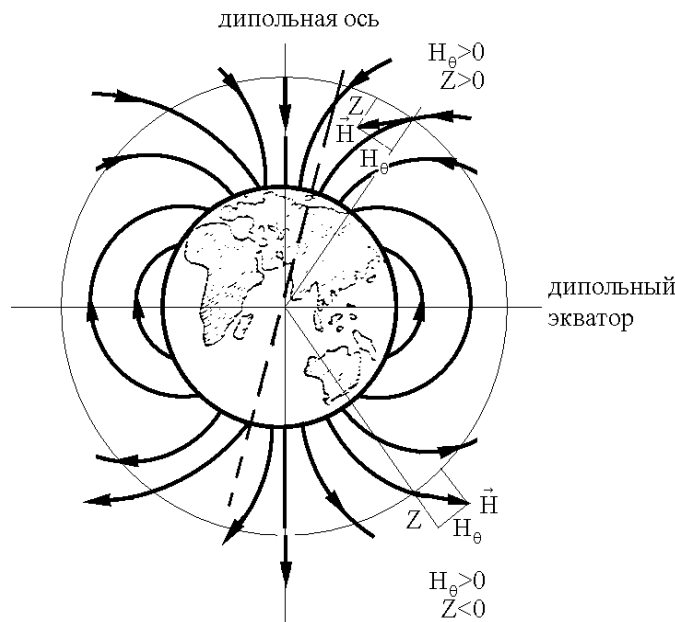


Рис. 3 – Дипольное приближение магнитного поля Земли

Магнитный потенциал φ_m диполя с магнитным моментом \vec{p}_m в точке, определяемой радиус-вектором \vec{r} , равен [5, 6]:

$$\varphi_m = \frac{(\vec{p}_m \cdot \vec{r})}{r^3} = -\frac{M \cdot \sin \theta}{r^2}.$$

Напряжённость магнитного поля $\vec{H} = \text{grad } \varphi_m$.

Радиальная составляющая вектора

$$\text{напряжённости } H_r = -\frac{\partial \varphi_m}{\partial r} = -\frac{2p_m \sin \theta}{r^3}.$$

Тангенциальная составляющая

$$H_\theta = -\frac{1}{r} \cdot \frac{\partial \varphi_m}{\partial \theta} = \frac{p_m \cos \theta}{r^3}.$$

Полная напряжённость магнитного поля

$$H = |\vec{H}| = \sqrt{H_r^2 + H_\theta^2} = \frac{p_m}{r^3} \sqrt{4 \sin^2 \theta + \cos^2 \theta} =$$

$$= \frac{p_m}{r^3} \sqrt{1 + 3 \sin^2 \theta}.$$

При любой магнитной широте из интервала

$(-\frac{\pi}{2}, \frac{\pi}{2})$ тангенциальная составляющая $H_\theta > 0$. На

магнитных полюсах ($\theta = \pm \frac{\pi}{2}$) тангенциальная

составляющая $H_\theta = 0$.

В «условно северном» магнитном полушарии радиальная составляющая $H_r < 0$

($Z = H_z = -H_r > 0$). В «условно южном» магнитном

полушарии радиальная составляющая $H_r > 0$ ($Z < 0$). Только на магнитном экваторе $H_r = 0$ (см. рис. 3).

На «условно северном» магнитном полюсе: $\theta = \frac{\pi}{2}$, $H_r = -\frac{2P_m}{r^3} < 0$, $H_\theta = 0$.

На «условно южном» магнитном полюсе: $\theta = -\frac{\pi}{2}$, $H_r = \frac{2P_m}{r^3} > 0$, $H_\theta = 0$.

На магнитном экваторе: $\theta = 0$, $H_r = 0$, $H_\theta = \frac{P_m}{r^3} > 0$.

Таким образом, согласно дипольной модели магнитного поля, напряжённость магнитного поля на магнитных полюсах превышает напряжённость магнитного поля на экваторе в 2 раза.

Обозначим через H_0 экваториальную величину напряжённости ($r = R_3$): $H_0 = \frac{P_m}{R_3^3}$.

Тогда радиальная составляющая

$$H_r = -\frac{2H_0 R_3^3 \sin \theta}{r^3} = -2H_0 \left(\frac{R_3}{r}\right)^3 \sin \theta,$$

тангенциальная составляющая

$$H_\theta = \frac{H_0 R_3^3 \cos \theta}{r^3} = H_0 \left(\frac{R_3}{r}\right)^3 \cos \theta,$$

полная напряжённость

$$H = \frac{H_0 R_3^3}{r^3} \sqrt{1 + 3 \sin^2 \theta} = H_0 \left(\frac{R_3}{r}\right)^3 \sqrt{1 + 3 \sin^2 \theta}.$$

Таким образом, согласно дипольной модели, напряжённость магнитного поля Земли с увеличением радиуса-вектора убывает по закону $\frac{1}{r^3}$.

В дипольной модели $\operatorname{tg} I = \frac{H_z}{H_{hor}} = \frac{-H_r}{H_\theta} = \frac{2 \sin \theta}{\cos \theta} = 2 \operatorname{tg} \theta$. Вычислим наклонение

магнитного поля по дипольной модели при изменении θ от $-\frac{\pi}{2}$ до $\frac{\pi}{2}$ с шагом $\frac{\pi}{4}$:

$$\theta = -\frac{\pi}{2}: \operatorname{tg} I = 2 \operatorname{tg} \theta = -\infty, I = -\frac{\pi}{2};$$

$$\theta = -\frac{\pi}{4}: \operatorname{tg} I = 2 \operatorname{tg} \theta = -2, I \approx -0.3524 \cdot \pi;$$

$$\theta = 0: \operatorname{tg} I = 2 \operatorname{tg} \theta = 0, I = 0;$$

$$\theta = \frac{\pi}{4}: \operatorname{tg} I = 2 \operatorname{tg} \theta = 2, I \approx 0.3524 \cdot \pi;$$

$$\theta = \frac{\pi}{2}: \operatorname{tg} I = 2 \operatorname{tg} \theta = +\infty, I = \frac{\pi}{2}.$$

Глобальные распределения наклонения и склонения основного магнитного поля у поверхности Земли. Понятно, что векторы основного

магнитного поля Земли вовсе не направлены всегда строго к магнитному полюсу. А в точках магнитного экватора наклонение основного магнитного поля значения наклонения отличаются от нулевых. Этот факт отражён во всех современных эмпирических моделях основного магнитного поля Земли [7, 8].

Модель International Geomagnetic Reference Field (IGRF) предназначена для эмпирического представления магнитного поля Земли и рекомендована к использованию специальной рабочей группой International Association of Geomagnetism and Aeronomy (IAGA). Модель IGRF представляет основное магнитное поле (сумму главного и аномального магнитных полей), генерируемое самим земным шаром, т.е. без учёта внешнего магнитного поля. Модель IGRF вычисляет также ежегодные вариации основного магнитного поля. Коэффициенты IGRF базируются на всевозможных источниках, включая геомагнитные измерения, проведённые обсерваториями, ракетами, летательными аппаратами и спутниками.

На рисунках 4, 5 представлены результаты расчётов глобального распределения углов наклонения и склонения по модели IGRF. Отдельными точками отмечены северный географический полюс, южный магнитный полюс и местоположение Харьковского радара некогерентного рассеяния.

На рисунке 4 кривой белого цвета отмечена изолиния наклонения, соответствующая его нулевому значению.

На рисунке 5 кривыми белого цвета отмечены изолинии склонения, соответствующие нулевому значению.

Линии равного склонения (изолинии склонения) называют изогонами, линии равного наклонения (изолинии наклонения) – изоклинами, линии равных величин магнитного поля (изолинии величины магнитного поля) – изодинамическими линиями, или изодинами.

Поэтому изоклины, характеризующиеся некоторым постоянным значением склонения D , не являются прямыми линиями в плоскостных изображениях земной поверхности. Изогоны, являясь изолиниями величины угла склонения, могут даже образовывать замкнутые кривые линии.

Рисунки, иллюстрирующие глобальные распределения угла склонения магнитного поля, имеют достаточно сложный вид. В точках нулевых изоклин (изоклин со значениями склонения $D=0$) вектор \vec{H} направлен к географическому северу.

Картина распределения склонения магнитного поля особенно чётко подчёркивает тот факт, что конфигурация силовых линий существенно отличается от той, что даёт дипольная модель. Это выражается в сложной картине распределения величины магнитного склонения на поверхности Земли.

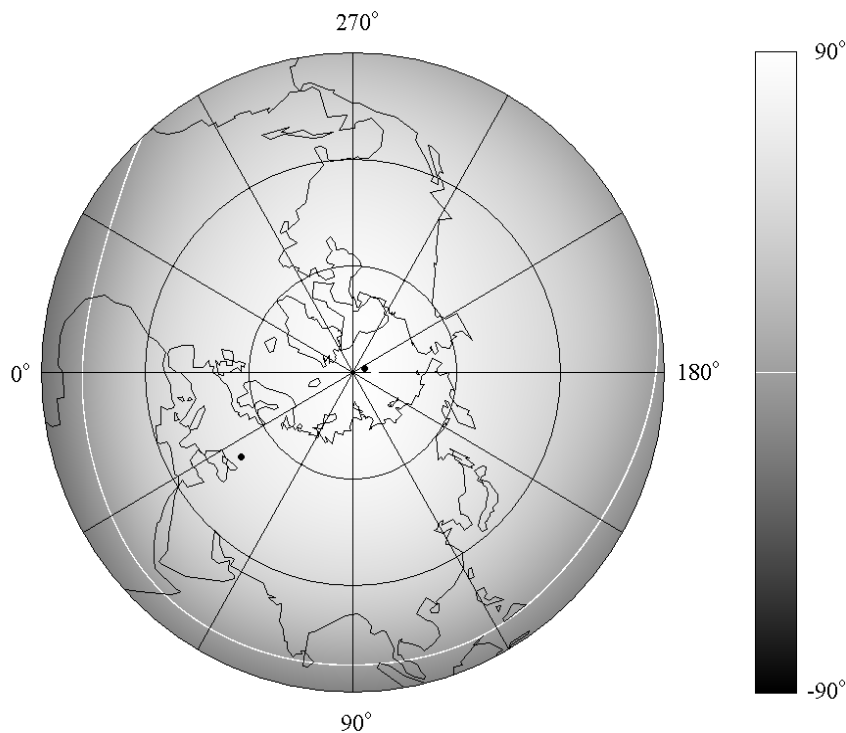


Рис. 4 – Глобальное распределение магнитного наклонения вблизи поверхности Земли в северном полушарии в 2015 году

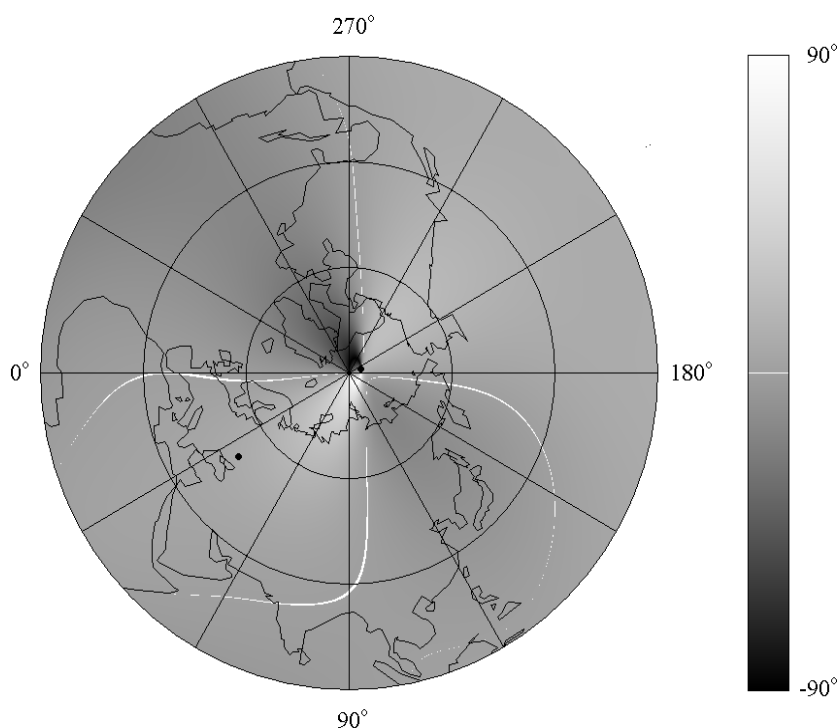


Рис. 5 – Глобальное распределение магнитного склонения вблизи поверхности Земли в северном полушарии в 2015 году

Вычисление скорости движения плазмы вдоль линий магнитного поля Земли, обусловленного ветром нейтральной среды. Вектор скорости нейтрального ветра $\vec{v}_n = (v_{nx}, v_{ny}, v_{nz}) = (v_{n\phi}, v_{n\lambda}, -v_{nr})$. Одной из составляющих скорости движения ионов (в

частности, ионов O^+) ионосферной плазмы является скорость $\vec{\omega}$ в нейтральной среде вдоль силовых линий магнитного поля Земли. Абсолютное значение проекция вектора $\vec{\omega}$ на направление вектора напряжённости \vec{H} совпадает с модулем $\omega = |\vec{\omega}|$

вектора скорости. Проекция вектора $\vec{\omega}$ на направление вектора \vec{H} равно проекции вектора \vec{v}_n на то же направлении: $\text{Пр}_{\vec{H}} \vec{\omega} = \text{Пр}_{\vec{H}} \vec{v}_n = \frac{(\vec{v}_n \cdot \vec{H})}{|\vec{H}|}$.

Учитывая, что вектор $\vec{H} = (H_x, H_y, H_z) = H \cdot (\cos I \cdot \cos D, \cos I \cdot \sin D, \sin I)$, получаем, что

$$\begin{aligned} \text{Пр}_{\vec{H}} \vec{\omega} &= \frac{(\vec{v}_n \cdot \vec{H})}{|\vec{H}|} = \\ &= \frac{v_{nx}H_x + v_{ny}H_y + v_{nz}H_z}{H\sqrt{\cos^2 I \cdot \cos^2 D + \cos^2 I \cdot \sin^2 D + \sin^2 I}} = \\ &= \frac{v_{nx}H_x + v_{ny}H_y + v_{nz}H_z}{H\sqrt{\cos^2 I \cdot (\cos^2 D + \sin^2 D) + \sin^2 I}} = \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} &= \frac{v_{nx}H_x + v_{ny}H_y + v_{nz}H_z}{H\sqrt{\cos^2 I + \sin^2 I}} = \\ &= \frac{v_{nx}H_x + v_{ny}H_y + v_{nz}H_z}{H} = \\ &= v_{nx} \cos I \cdot \cos D + v_{ny} \cos I \sin D + v_{nz} \sin I = \\ &= (v_{nx} \cos D + v_{ny} \sin D) \cdot \cos I + v_{nz} \sin I. \end{aligned}$$

Проекция вектора скорости $\vec{\omega}$ на ось z равна $\omega_z = \text{Пр}_{\vec{H}} \vec{\omega} \cdot \sin I$.

Радиальная проекция вектора скорости движения ионов вдоль магнитной силовой линии

$$\begin{aligned} \omega_r &= -\omega_z = -\text{Пр}_{\vec{H}} \vec{\omega} \cdot \sin I = \\ &= -(v_{nx} \cos D + v_{ny} \sin D) \cdot \cos I \cdot \sin I - v_{nz} \sin^2 I = \\ &= -(v_{n\varphi} \cos D + v_{n\lambda} \sin D) \cdot \cos I \cdot \sin I + v_{nr} \sin^2 I. \end{aligned}$$

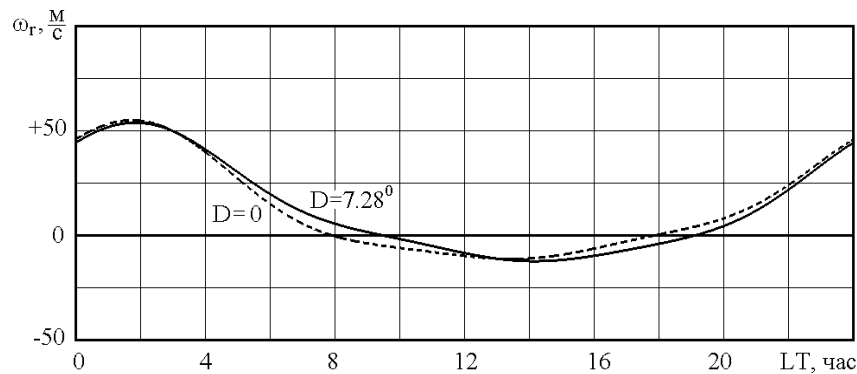


Рис. 6 – Результаты вычисления радиальной проекции вектора скорости движения ионов вдоль магнитной силовой линии в день осеннего равноденствия на высоте 300 км над Харьковом при магнитоспокойных условиях ($A_p=2$) и умеренной солнечной активности ($F_{10.7}=100$) при учёте склонения магнитного поля Земли (сплошная линия), а также при пренебрежении им (пунктир)

Величину ω_r можно назвать радиальной составляющей скорости движения ионов в нейтральной среде вдоль магнитных линий. В полученной формуле для вычисления скорости плазмы ω_r помимо горизонтальных составляющих нейтральной скорости (а именно, зональной и меридиональной) присутствует вертикальная составляющая скорости нейтрального ветра. Однако считается, что на высотах области F2 ею можно пренебречь. Для случая горизонтальных нейтральных ветров, когда $v_{nr} = 0$, скорость $\omega_r = -(v_{n\varphi} \cos D + v_{n\lambda} \sin D) \cdot \cos I \cdot \sin I$.

Если дополнительно пренебречь склонением ($D \approx 0$), скорость $\omega_r = -v_{n\varphi} \cdot \cos I \cdot \sin I$.

Конечно, чем проще формула, тем она прозрачнее для анализа. В формуле $\omega_r = -v_{n\varphi} \cdot \cos I \cdot \sin I$ знак скорости плазмы напрямую связан со знаком меридиональной составляющей скорости нейтрального ветра. Однако эта формула вносит погрешности, иллюстрируемые рисунком 6.

Пренебрежение углом склонения приводит к некоторым погрешностям вычисления скорости движения плазмы, что влечёт погрешности в теоретических расчётах электронной концентрации. Очевидно, что для расчётов вблизи полюсов данная погрешность будет недопустимо значительной.

Выводы. Магнитное поле у поверхности Земли имеет сложный характер, значительно отличающийся от того, что даёт дипольная модель. При теоретических расчётах скорости движения плазмы, вызванной нейтральными ветрами, для средних и полярных широт необходимо учитывать угол склонения, величина которого определяется степенью несовпадения географического и магнитного полюсов.

Список литературы

1. Campbell W. H. Introduction to Geomagnetic Fields / W. H. Campbell. – New York: Cambridge University Press, 2007. – 337 p.
2. Merrill R. T. The Magnetic Field of the Earth: Paleomagnetism, the Core, and the Deep Mantle / R. T. Merrill, M. W. McElhinny, P. L. McFadden. – London: Academic Press Limited, 1996. – 526 p.
3. Jacobs J. A. Reversals of the Earth's Magnetic Field / J. A. Jacobs. – New York: Cambridge University Press, 2005. – 346 p.

4. *Glaßmeier K.-H. Geomagnetic Field Variations / K.-H. Glaßmeier, H. Soffel, J. F. W. Negendank.* – Potsdam: Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2009. – 213 p.
5. *Davies K. Ionospheric Radio Propagation / K. Davies.* – Washington: U.S. Dept. of Commerce, National Bureau of Standards, 1965. – 470 p.
6. *Hayhurst J. Earth Magnetism: A Guided Tour Through Magnetic Fields / J. Hayhurst.* – San Diego: Academic Press. A Harcourt Science and Technology Company, 2001. – 155 pp.
7. *Lanza R. The Earth's Magnetism: An Introduction for Geologists / R. Lanza, A. Meloni.* – Berlin: Springer Science + Business Media, 2006. – 278 p.
8. *Mandea M. Geomagnetic Observations and Models / M. Mandea, M. Korte.* – Potsdam: Springer Science + Business Media, 2011. – 343 p.
2. *Merrill R. T., McElhinny M. W., McFadden P. L. The Magnetic Field of the Earth: Paleomagnetism, the Core, and the Deep Mantle.* London: Academic Press Limited, 1996, 526 p.
3. *Jacobs J. A. Reversals of the Earth's Magnetic Field.* New York: Cambridge University Press, 2005, 346 p.
4. *Glaßmeier K.-H., Soffel H., Negendank J. F. W. Geomagnetic Field Variations.* Potsdam: Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2009, 213 p.
5. *Davies K. Ionospheric Radio Propagation.* Washington: U.S. Dept. of Commerce, National Bureau of Standards, 1965, 470 p.
6. *Hayhurst J. Earth Magnetism: A Guided Tour Through Magnetic Fields.* San Diego: Academic Press. A Harcourt Science and Technology Company, 2001, 155 p.
7. *Lanza R., Meloni A. The Earth's Magnetism: An Introduction for Geologists.* Berlin: Springer Science + Business Media, 2006, 278 p.
8. *Mandea M., Korte M. Geomagnetic Observations and Models.* Potsdam: Springer Science + Business Media, 2011, 343 p.

References (transliterated)

1. Campbell W. H. *Introduction to Geomagnetic Fields.* New York: Cambridge University Press, 2007, 337 p.

Поступила (received) 20.09.2016

Бібліографічні описи / Библиографические описания / Bibliographic descriptions

Вплив структури магнітного поля Землі на теоретичний розрахунок швидкості руху плазми, що індукується вітром нейтрального середовища / С. В. Грінченко, Д. А. Дзюбанов // Вісник НТУ «ХПІ». Серія: Радіофізика та іоносфера. – X. : НТУ «ХПІ», 2016. – № 34 (1206). – С. 41–48. – Бібліогр.: 8 назв. – ISSN 2078-9998.

Влияние структуры магнитного поля Земли на теоретический расчёт скорости движения плазмы, индуцированного ветром нейтральной среды / С. В. Гринченко, Д. А. Дзюбанов // Вестник НТУ «ХПИ». Серия: Радиофизика и ионосфера. – X. : НТУ «ХПИ», 2016. – № 34 (1206). – С. 41–48. – Библиогр.: 8 назв. – ISSN 2078-9998.

Influence of Earth's magnetic field structure on a theoretical calculation of the plasma velocity induced by neutral environment wind / S. V. Grinchenko, D. A. Dziubanov // Bulletin of NTU "KhPI". Series: Radiophysics and ionosphere. – Kharkiv : NTU "KhPI", 2016. – No. 34 (1206). – P. 41–48. – Bibliogr.: 8. – ISSN 2078-9998.

Відомості про авторів / Сведения об авторах / About the Authors

Грінченко Сергій Володимирович – науковий співробітник Інституту іоносфери НАН та МОН України, м. Харків; тел.: (066) 963-18-85; e-mail: svgrinchenko@gmail.com.

Гринченко Сергей Владимирович – научный сотрудник Института ионосферы НАН и МОН Украины, г. Харьков; тел.: (066) 963-18-85; e-mail: svgrinchenko@gmail.com.

Grinchenko Sergii Volodymyrovych – Researcher of Institute of ionosphere, NAS and MES of Ukraine, Kharkiv; phone: (066) 963-18-85; e-mail: svgrinchenko@gmail.com.

Дзюбанов Дмитро Анатолійович – професор Національного технічного університету «ХПІ», м. Харків, тел.: (050) 698-53-23; e-mail: dzyubanov@gmail.com.

Дзюбанов Дмитрий Анатольевич – профессор Национального технического университета «ХПИ», г. Харьков; тел.: (050) 698-53-23; e-mail: dzyubanov@gmail.com.

Dziubanov Dmytro Anatoliyovych – professor of National Technical University “KPI”, Kharkiv; phone: (050) 698-53-23; e-mail: dzyubanov@gmail.com.