Глава 14. Модели генерации магнитного поля Земли.

В главе 14 обсуждается проблема геомагнитного поля, рассмотрены нединамо модели и модель геодинамо. Рассматривается модель генерации геомагнитного поля в контексте модели горячей Земли. Геомагнитное поле и анизотропия внутреннего ядра. Цилиндрическая и латеральная анизотропии внутреннего ядра Земли. Физические модели пространственных и временных особенностей геомагнитного поля. Модель ГМА. Модель инверсий, экскурсов и джерков. Движение магнитных полюсов. Дрейф полюсов в момент инверсии. Магнитное поле планет и спутников.

14. 1. Геомагнитное поле.

Природа магнитного поля Земли остаётся неизвестной, несмотря на многолетние и многочисленные усилия исследователей многих стран. Как известно, эта проблема считается проблемой "номер 1" в физике Земли. Более того, некоторые авторы работ по геомагнетизму утверждают, что Альберт Эйнштейн относил решение задачи генерации геомагнитного поля к одной из пяти главных проблем физики. Ясное понимание природы земного магнетизма автоматически решило бы многие вопросы, например, такие как: внутреннее устройство Земли; природа источника ее теплового потока, причины движения материков и плит, причины возникновения и исчезновения магнитного поля на Луне и спутниках Юпитера: Ио и Ганимеде; синхронизм явлений в геомагнетизме и тектонике (например, суперхроны и суперплюмы) и т.п. Геомагнитное поле (см. рис. 14-1) нельзя рассматривать вне контекста общей модели Земли и планет, так как вряд ли природа геомагнетизма отличается от физики магнетизма других планет и спутников Солнечной системы. Принято считать, что геомагнитное поле взаимосвязано с тепловым потоком, геодинамикой. Очевидно, что модель магнитного поля Земли (МПЗ) должна включать связь с этими явлениями. Модель МПЗ должна объяснять весь широкий спектр явлений геомагнетизма: инверсии, экскурсы, джерки, дрейф магнитных полюсов и фокусов векового хода и т.п.



Рис. 14-1. Модуль интенсивности (в нТл) геомагнитного поля (Паркинсон, 1986).

Рис. 14-1 дает общее представление о морфологии геомагнитного поля. Можно видеть, что поле имеет довольно сложный характер, - это не просто дипольное поле. Кроме северного и южного магнитных полюсов хорошо различимы четыре аномальных участка – два в северном и два в южном полушариях. Очевидно, что модель генерации геомагнитного поля должна находить объяснение этим особенностям. Очевидно так же, что это только самый поверхностный взгляд на проблему, как будет показано ниже, магнитному полю Земли присущи не только пространственные аномалии, но и особенности его поведения во времени в течение всего периода эволюции Земли.

Большая часть моделей генерации МПЗ связана с идеей магнитного динамо. В основе такой модели лежит гипотеза железного ядра, разогрева его вещества до расплавленного маловязкого состояния за счет тепла, выделяемого при распаде радиоактивных элементов, конвекции вещества во внешнем ядре, захвата конвективным потоком вмороженного в него неземного магнитного поля и его усиление. Эта модель считается общепринятой, однако она не находит ответов на многие вопросы из области физики Земли и геомагнетизма. Кратко перечислим некоторые из них. Во-первых, это инверсии поля. Кроме механизмов двухдискового динамо Рикитаки (1968) и динамо Паркера, в котором присутствуют меридиональные токовые кольца, здесь нет ни одной заслуживающей внимания идеи. Идеи Рикитаки и Паркера не находят геофизического наполнения и "не вписываются" в современные модели динамо. Инверсии, как известно, повторяются совершенно случайным образом, что так же не находит объяснения в динамо, в котором основной смысл состоит в строгой периодичности процессов (хотя существуют и другие идеи, т.н. турбулентного, "хаотического" динамо). Во-вторых, магнитное поле планет-гигантов и, особенно, наличие палеополя у Луны и Марса, а так же у некоторых других спутников, категорически не находит объяснения в рамках динамо в железном ядре. В третьих, дрейф магнитных полюсов как в прошлом, так и современный, не находит ясного толкования в модели динамо. В-четвертых, наличие глобальных аномалий отрицается в современной модели динамо. Не находит эта модель объяснений возникновению джерков, фокусов векового хода и т.п. Этот список можно продолжить. Все это позволяет (возможно, даже требует) искать другие, альтернативные пути. Один из таких путей состоит в создании принципиально новой модели "горячей" Земли и разработке на ее основе модели генерации МПЗ.

Нединамо модели. Надо сказать, что идеи нединамо генерации магнитного поля Земли возникли задолго до появления динамо-механизма (Глава 12). Идея генерации поля за счет возникновения тока Холла, как альтернатива магнитному динамо, развивалась Вестином (Vestine, 1954). Известны и другие идеи, в частности, использование эффекта Нернста предлагалось Ганном, возбуждение электрических токов под воздействием давлений - Инглисом (Inglis, 1955) и т.п. Все подобные модели базировались, в той или иной степени, на некотором, не всегда ясном, механизме образования и разделения электрических зарядов. Суточное вращение их обеспечило бы некое начальное поле, которое может быть усилено за счет "работы" гальваномагнитного эффекта, например, эффекта Холла.

По-видимому, одним из первых, кто высказал эту идею еще в начале прошлого века, был австралийский физик В. Сазерленд. Признания его идея не получила, т.к. им не было разработано сколько-нибудь убедительной гипотезы разделения зарядов, а так же потому, что некоторым ученым казалось, что идея Сазерленда противоречит принципу относительности, " ... ибо наблюдатель на поверхности Земли, вращаясь вместе с зарядами, остается неподвижным относительно них" (Яновский, 1953, с. 139). Это утверждение ошибочно, что было доказано известным экспериментом Эйхенвальда (1927), который обнаружил эффект возникновения магнитного поля при вращении диэлектрического диска с индуцированными на нём электрическими зарядами. Величина магнитного поля в этих экспериментах оказалась пропорциональной скорости вращения диска, его радиусу и концентрации индуцированных зарядов. Эксперимент Эйхенвальда генерации магнитного служит прямым доказательством поля при вращении электрических зарядов, которое, в свою очередь, эквивалентно прохождению электрического тока.

В подтверждение гипотезы Сазерленда, русский физик П.Н.Лебедев ещё в 1911 г. безуспешно пытался обнаружить намагниченность быстро вращающихся тел. Аналогичные опыты проводились чуть позже, в 1928 г. в Америке – Сванном и Лангакром, и тоже безуспешно. Отрицательные результаты этих экспериментов во многом определили скептическое отношение к гипотезе Сазерленда. Оно, по всей видимости, так и не было поколеблено результатом А.А. Эйхенвальда. Эксперимент Лебедева был недавно успешно повторен в Дубне Б.В. Васильевым, который, используя современную экспериментальную технику, – сверхпроводящие экраны и очень чувствительные измерители магнитного поля (сквиды), обнаружил термо-гиромагнитный эффект, т.е. генерацию магнитного поля во вращающемся металлическом цилиндре, в котором искусственно создавался температурный градиент вдоль радиуса.

Теоретические исследования, связанные с проблемой генерации магнитного поля за счет вращения электрических зарядов, были выполнены Е.В.Григорьевой. Она пришла к выводу, что покоящийся относительно Земли наблюдатель должен фиксировать магнитное поле, создаваемое стационарно распределенными во вращающейся Земле электрическими зарядами.

14. 2. Обсуждение модели геодинамо.

Выясним такой вопрос. Имеются ли какие либо данные о пространственной структуре внешнего ядра и, если имеются, то можно ли использовать их для подтверждения или опровержения реальности процессов переноса вещества в ядре, постулированных в той или иной модели? Как следует из модели Глацмайера и Ричардса (глава 12), в ядре происходят хаотические турбулентные мелкомасштабные переносы вещества, выталкивающие магнитные силовые линии. В такой ситуации в ядре не должно наблюдаться крупномасштабных и периодических структур. В более ранних работах, предшествующих обсужденным нами выше, наиболее популярной моделью была т.н. αΩмодель (рис 14-2-2). Согласно этой модели, во внешнем ядре должна наблюдаться плотностная неоднородность, параллельная оси вращения планеты и т.п.



Рис. 14-2. Схемы конвекции во внешнем ядре Земли: 1. - Закручивание магнитной силовой линии (В) при дифференциальном вращении вещества внешнего ядра (Ω - эффект). 2. - Схема действия α - эффекта: генерация меридионального поля с помощью петель, образованных тороидальными силовыми линиями. 3. - Распределение плотности вещества во внешнем ядре, полученное по анализу спектра собственных колебаний ядра. 4. - Трехмерная реализация распределения плотности вещества внешнего ядра. 5. - Схема конвекции: черный круг – внутреннее ядро, кольцо с точками – мантия.

Теперь о структуре внешнего ядра. Наиболее представительные данные о структуре ядра получены по анализу специальной функции расщепления мод собственных колебаний Земли (СКЗ) (или колебаний её ядра), т.н. splitting-функции. Собственные колебания возбуждаются в момент мощного землетрясения. Изучение анизотропии расщепления мультиплетов СКЗ и построение splitting-функции сводится, в конечном счете, к тому, чтобы, используя набор сейсмограмм и вычислив спектры, определить функцию источника колебаний. Зная параметры источника и приемника, определяются пространственные коэффициенты и, в целом, - структура ядра. На рис. 14-2-3 показана splitting-функция моды 11S₄, присущая колебаниям, возбуждаемым во внешнем ядре

Земли. Интенсивность функции меняется от -0.2% (белый цвет) до +0.2% (черный). Соответственно меняются плотность вещества и скорости сейсмических волн. На рис. 14-2-4 и 14-2-5 показана наиболее правдоподобная интерпретация полученного результата, в виде структуры, состоящей из 12 конвективных ячеек Рэлея-Бенара, расположенных между двумя сферами, во внешнем ядре. Полученный результат по возможной плотностной структуре внешнего ядра не соответствует ни одной из известных моделей геодинамо, но он вполне логичен, если предположить, что охлаждение внутреннего ядра происходит путем нормальной конвекции в жидком внешнем ядре.

Модель геодинамо обладает не только этим, но и другими недостатками:

- Несмотря на 60-летние поиски, на Земле так и не найден источник энергии, необходимой для генерации геомагнитного поля.

- Модель динамо не может объяснить такие «быстрые» явления как инверсии (10⁴), экскурсы (10³) и джерки (10⁰), т.к. принятая в модели геодинамо величина электропроводности (как у железа) не позволяет генерировать возмущения поля длительностью менее чем 10⁵ лет.

- Модель не может найти объяснения причины дрейфа магнитных полюсов.

- Принятая в модели геодинамо величина вязкости железа внешнего ядра (примерно как у воды) не соответствует величине вязкости, полученной из астрономических наблюдений и т.д.

Сложившаяся в геомагнетизме ситуация настоятельно требует создания альтернативной модели...

14. 3. Модель генерации дипольного поля горячей Земли. Фазовый переход в F-слое.

В области фазового перехода, в F-слое, по модели горячей Земли, конкурируют два процесса: конденсация и испарение, и ее более высокая стадия - кипение. Скорость конденсации K (с⁻¹ см⁻³) можно выразить воспользовавшись формулой [Френкель, 1975]:

 $K \approx 10^{26} \exp(-3/\ln S_{\Pi} + \ln S_{\Pi}),$ (14.1) здесь S_{Π} - пересыщение пара, равное отношению давления пара в системе к давлению насыщенного пара при той же температуре. Величина S_{Π} определяется температурой пара, его термодинамическим потенциалом, размером зародышей капель, величиной поверхностного натяжения жидкости и т.п. Скорость конденсации K показывает количество элементарных процессов слияния частиц, которое происходит в единицу времени в единичном объеме. Величина K определяет скорость образования и роста капель.

В режиме испарения (кипения) в системе преимущественно рождаются пузыри пара, скорость образования которых:

$$J(c^{-1} c M^{-3}) = 10^{37} exp(-W/kT),$$
(14.2)

где W - энергия, необходимая для образования пузыря критического размера. Зависимости K и J от температуры среды T (чисто качественные) изображены на рис. 14-3. При температуре порядка T_o , скорости процессов становятся равными, это означает, что система, в принципе, может достичь термодинамического равновесия. (Однако, как будет показано ниже, она никогда достичь его не может и поэтому кривая установления температуры к линии T_o - носит исключительно гипотетический характер).

В определенный момент времени t_o - (0) система была перегрета на ΔT до температуры $T > T_o$. Очевидно, что в этом случае преимущество получают процессы испарения (J > K). В результате, часть вещества переходит из конденсированного состояния в - газообразное. При этом поглощается теплота фазового перехода. Она тратится на энергию, расходуемую на образование, рост и движение пузырей. Система

при этом охлаждается. В области образования "высокоплотных" пузырей возникает отрицательное давление и "свободное" пространство, которое моментально заполняется окружающим веществом. Объем Земли в этот момент уменьшается. В дальнейшем, тепло отводится из зоны фазового перехода путем конвекции в ядре и, возможно, в мантии. С течением времени температура T понижается и может возникнуть ситуация, при которой $T < T_o$. В точке $T = T_o$, происходит смена режима, преимущество получают процессы конденсации (K > J). При этом часть вещества конденсируется с выделением теплоты фазового перехода, что приводит к нагреву системы и повышению ее температуры. Цикл смены режимов повторяется вновь.



Рис. 14-3. Изменение lg скоростей конденсации (K) и испарения (J) в зависимости от температуры T.

Разделение электрических зарядов в F-слое.

Температура процессов происходящих в F-слое стабилизируется фазовым переходом и, по-видимому, близка к критической температуре вещества. Конденсация вещества внутреннего ядра (предположим, что это вещество - SiO₂) находится в состоянии переуплотненного и перегретого пара (суперкритическая жидкость). Процесс конденсации этого вещества происходит с увеличением объема и выделением энергии, равной теплоте фазового перехода. Это приводит к увеличению температуры T_E . На границе F-слоя и внешнего ядра (E) скапливается атомы кремния, несущие положительный заряд, вблизи поверхности G-ядра – отрицательные атомы кислорода. В F-слое возникает т.н. двойной электрический слой. Температура T_E становится выше, чем T_G . После этого происходит с испарение вещества на поверхности E-ядра. Это процесс испарения, он происходит с поглощением энергии фазового перехода. При этом полярность двойного слоя меняется (рис. 14-4).

Рассмотрим процессы, происходящие в F-слое, пограничным между «твердым» внутренним ядром и «жидким» - внешним.

По уравнению Клайперона-Клаузиуса, распределение температуры как функция давления:

$$\frac{dT}{dp} = \frac{V_{\Pi} - V_{\mathcal{K}}}{U}T, \qquad (14.3)$$

где V_{Π} и $V_{\mathcal{K}}$ - удельные объемы пара и жидкости, U – теплота фазового перехода. Обычно $V_{\Pi} > V_{\mathcal{K}}, U > 0$ и dT/dp > 0, однако в том случае, когда идет процесс разуплотнения пересжатого вещества и конденсация его в вещество с обычной плотностью, должно быть: $V_{\Pi} < V_{\mathcal{K}}$, и dT/dp < 0 (инверсия температуры). Известно также, что в области $T \approx T\kappa p, U \rightarrow 0$, а это означает возможность сколь угодно больших величин dT/dp.

Температура вещества G-ядра $T \approx (1-3) 10^4$ К. При такой температуре происходит частичная ионизация вещества. Оценим степень ионизации по формуле Саха для константы ионизационного равновесия k_p :

$$k_{p} = \frac{\alpha^{2}}{1 - \alpha^{2}} p \left(\frac{2\pi m}{h^{2}}\right)^{3/2} \left(kT\right)^{5/2} \exp \frac{e\varphi}{kT},$$
(14.4)

где *p* - давление «газа», равное давлению в центре Земли (3.5·10⁶ атм.), α - степень ионизации ($\alpha << 1$), φ - потенциал ионизации ($\varphi \approx 12$ эВ). Степень ионизации, рассчитанная по этой формуле, оказывается: для G-ядра ($kT \approx 3$ эВ), $\alpha \le 1\%$; для F-слоя ($kT \approx 1$ эВ); $\alpha \le 0.01\%$. Плотности электрических зарядов: $n_e \approx 10^{20}$ см⁻³ (и для G-ядра) и 10¹⁸ см⁻³ (для F-слоя).



Рис. 14-4. Схема тепло- и массопереноса вещества в F-слое: a – цикл расширения (K > J), δ – цикл сжатия (J > K).

В F-слое за счет температурного градиента и различной подвижности зарядов, - происходит их разделение, т.е. образование двойного электрического слоя.

Из уравнения Гиббса-Гельмгольца для изобарно-изотермического процесса, ЭДС двойного электрического слоя равна:

$$e = e_p + T \left(\frac{\partial E}{\partial T}\right)_p,\tag{14.5}$$

где e - ЭДС, e_p – тепловой эффект, отнесенный к единице перенесенного заряда. Производная dT/dp в зависимости от условий конденсации может менять знак, его может менять и ЭДС.

Возможный механизм, приводящий к разделению зарядов, при их движении по Fслою, - термодиффузия, в процессе которой тяжелые частицы (в нашем случае положительные ионы) должны двигаться по потоку тепла, легкие (отрицательные ионы, электроны) - против потока.

Оценим эффект термодиффузионного разделения зарядов на примере O⁻ и Si⁺. Термодиффузионная постоянная $\beta_{\rm T} \approx 0.2$ (Грю, Ибс; 1956). По определению $\beta_{\rm T} = k_{\rm T}(n_{10} \cdot n_{20})$, где $k_{\rm T}$ - термодиффузионное отношение, $n_{10} = n_1/(n_1 + n_2)$ – относительная концентрация компонент системы. Положим (для простоты) двухкомпонентную смесь: $n_{10} = n_{20} = 0.5$, тогда $k_{\rm T} = 0.05$.

Величина термодиффузионного разделения:

$$n_{10} - n'_{10} = k_T \ln\left(\frac{T'}{T}\right), \tag{14.6}$$

где $(T - T')/\Delta R = \Delta T/\Delta R$ – градиент температуры. Для разделения зарядов порядка 10^{-3} необходимо чтобы температура изменилась примерно на 2 %. Положим, что на ширине Fслоя температура изменяется на 10^3 K, тогда величина $\Delta T/\Delta R \approx 10^{-4}$ K/cm. Учитывая сказанное, можно оценить, что при начальной плотности зарядов $n_e \approx 10^{24}$ м⁻³ возможно их разделение с плотностью $N \approx 10^{20}$ м⁻³. При этом в F-слое возникает двойной электрический слой (ДЭС).

Особенности электрического поля ДЭС.

Согласно нашей модели, полярность ДЭС связана с направлением тепломассопереноса и при смене его направления, меняется и полярность ДЭС. Таким образом, в F-слое возникает (рис. 14-5) радиальное электрическое поле E_R , величина которого не может быть бесконечно большой. Например, в атмосфере, за счет разделения электрических зарядов в грозовых облаках образуется поле $E \sim 10^4 - 10^5$ В/м.



Рис. 14-5. Токовые системы в F-слое в случае прямой (N) и обратной (R) полярности МПЗ. Обозначения в тексте статьи.

Оценим напряженность электрического поля E_R в F-слое: $E_R = q/(C \times \Delta R)$, здесь q = NeV – электрический заряд слоя, ΔR – толщина F-слоя, N – концентрация зарядов, e – заряд электрона, V^* – объем сферического "конденсатора": $V^* = 4\pi R_G^2 \Delta R$, где R_G – радиус внутреннего ядра, тогда C – электрическая емкость ДЭС: $C = 4\pi \varepsilon_o R_G^2 / \Delta R$, ε_o – электрическая постоянная. Получаем:

$$E_R = \Delta R N e / \varepsilon_o.$$
 (14.7)
Подставляя известные величины, получаем: $E_R = 10^{-3} N$. Примем: $E_R \le 10^8$ В/м, что
позволяет оценить величину $N \le 10^{11}$ м⁻³ ($N = 10^3 E_R$), что значительно ниже, чем
полученная нами выше оценка ($N \approx 10^{20}$ м⁻³). Это означает, что указанный нами механизм
разделения способен справиться с «поставленной задачей».

В чем же заключаются особенности ДЭС? ДЭС представляет собой совокупность двух близких друг другу поверхностей S и S', заряженных электричеством противоположного знака, притом так, что плотности зарядов n и n' – на противолежащих элементах обеих поверхностей равны по величине и противоположны по знаку (Тамм, 1966). Расстояние между плоскостями мало по сравнению с расстоянием этих поверхностей до рассматриваемых точек поля. Потенциал двойного слоя в некоторой точке Р равен (Тамм, 1966):

$$\varphi = -\int_{S} \tau k \operatorname{grad}\left(\frac{1}{R}\right) dS.$$
(14.8)

Здесь: $\tau = nl$, где l – толщина слоя (расстояние между S и S'), k – направление нормали к двойному слою, R - расстояние от S до точки P. Величина τ - мощность (момент) ДЭС.

Потенциал ДЭС испытывает на его поверхности скачек $4\pi\tau$, который направлен от отрицательной стороны слоя к положительной. ДЭС является поверхностью разрыва сплошности потенциала: $\varphi_2 - \varphi_1 = 4\pi\tau$. Напряженность электрического поля на поверхностях разрыва потенциала обращается в бесконечность, т.е. теряет физический смысл. Заряд и мощность ДЭС будут расти до тех пор, пока скачек потенциала $\varphi_2 - \varphi_1$ станет равным приложенной извне разности потенциалов. Ток через ДЭС прекратится (j = 0), и напряженность поля $E \rightarrow 0$ (рис. 14-4), т.е. будет достигнуто электростатическое равновесие. Таким образом, образование ДЭС обеспечивает поляризацию электродов. В нашем случае, - поляризацию границ F-слоя. Электрические заряды, как следует из модели ДЭС, располагаются вблизи границ F –слоя, занимая толщину δ и высоту слоя A (рис. 14-5). Электропроводность F –слоя вдоль радиуса оказывается очень малой (как у диэлектрика): $\sigma_R \sim j_R/E_R$ (рис. 13-13).

Суточное вращение F-слоя и возникновение начального геомагнитного поля.

Магнитное поле вращающегося двойного слоя можно представить как поле тока *I*, «текущего» по внешней поверхности F-слоя (на радиусе R_F): $B \approx \mu I_F/R_F$. «Ток» равен соответствующей плотности тока *j*, умноженной на величину сечения *S*. Плотность тока *j* = $Ne\omega 2\pi R_F = 100 \cdot 10^{-19} N$. Для $N \approx 10^{11} \text{ м}^{-3}$, $j = 10^{-6} \text{ A/m}^2$. Поверхность переноса вращающегося заряда *S* мы оценивали ранее (Кузнецов. 2008): $S \approx \delta A = 10^9 \text{ м}^2$. Тогда ток $I_0 = 10^3 \text{ A}$. Магнитное поле вращающихся зарядов:

$$B_0 = \mu I_0 / R_G = 4\pi 10^{-7} \cdot 10^3 / 10^6 = 10^{-9} \text{T}\pi.$$
(14.9)

Учитывая тот факт, что заряды разного знака вращаются в одном направлении на разных радиусах R_F и, R_G , разностное поле будет равно $B_0 = \mu I_0 \Delta R / R^2_G = 10^{-10} \text{ Tл} (\Delta R = R_F - R_G)$. Толщина токового слоя, если это экмановский слой, то $\delta \sim (\eta/\Omega)^{1/2}$. Вязкость вещества слоя η строго оценить не представляется возможным (Ω – параметр силы Кориолиса). Величина вязкости, оцененная нами ранее, определяет толщину слоя в 1-10 км. В любом случае, для получения необходимой величины поля $B \approx 310^{-3}$ Тл, поле B_0 необходимо усилить в $k_B = B/B_0 \sim 10^7$ раз.

Следует заметить, что вязкость вещества, находящегося при критической температуре $T_{\kappa p}$ уменьшается на порядки. В обсуждаемой нами модели предполагалось, что температура вещества F-слоя близка к $T_{\kappa p}$, поэтому оценки вязкости, полученные по супервращению внутреннего ядра, требуют корректировки, в сторону её уменьшения.

Токовые системы в слое толщиной А между внутренним G- ядром и внешним Е-ядром изображены на рис. 14-5 и 14-6. Гидродинамический перенос среды F- слоя состоит в том, что в пристеночных слоях, прижатых каждый к своей стенке, потоки текут в противоположных направлениях со скоростью V. Между этими слоями «дует» «геострофический тепловой ветер», аналогичный ветру в атмосфере. Согласно нашей модели, при смене полярности геомагнитного поля изменяется знак носителя заряда в δ -слоях, что приводит к смене направления токов и, соответственно, направлению вектора поля B. Необходимо выяснить, могут ли эти потоки, быть основой токов, формирующих геомагнитное поле. Этот вопрос будет рассмотрен чуть ниже.



Рис. 14-6-а: Токи (I) и магнитные поля (B) двух коаксиальных контуров в F-слое, тонкая линия показывает положение геострофического ветра. Рис. 14-6-b: Структура токовых ячеек в моменты прямой и обратной полярности поля и изменения направления массопереноса. Толстая линия показывает положение геострофического ветра

Характерное время изменения модуля поля.

Воспользуемся фундаментальным уравнением магнитной гидродинамики: $\partial B/\partial t = \operatorname{rot}(\mathbf{u} \times \mathbf{B}) + \eta \nabla^2 \mathbf{B} = VB/L + \nu B/L^2$, (14.10) где $\nu = (\mu \sigma)^{-1}$ – магнитная вязкость, аналог кинематической вязкости ν . Число Рейнольдса, определяющее границу между ламинарностью и турбулентностью потока, равно:

$$Re = LV/r$$

где *L* и *V* - характерные длина и скорость потока. По аналогии, магнитное число Рейнольдса *Rem* можно записать в виде:

$$Rem = LV/v$$

Величину $\partial B/\partial t$ можно оценить по скорости уменьшения модуля геомагнитного поля в наше время: $\partial B/\partial t \approx 10$ нТл/год, а также по поведению поля в момент инверсий и экскурсов, когда поле уменьшается практически до нуля и восстановиться до прежнего уровня за время порядка 100 - 1000 лет $\partial B/\partial t \approx 60$ - 600 нТл/год. Зная этот параметр и полагая, что характерная длина $L = 2\pi R_F = 6$ тыс. км, можно оценить скорость потока V, величины v и Rem. Т.к. $VB/L >> vB/L^2$, скорость гидродинамического переноса: $V = \partial B/\partial t (L/B)$, (14.11)

тогда:

- в спокойный период: $V \approx 10^{-4}$ м/с. Магнитное число Рейнольдса, полагая, что электропроводность вещества F-слоя $\sigma = 10^4 - 10^5$, $v \approx 10 - 100$ м²с⁻¹, *Rem* ≈ 100 .

- в период инверсии: $V \approx 10^{-2}$ м/с, а $Rem \approx 10^{3}$. Для сравнения, число Рейнольдса $Re = LV/\eta$ = 600 $V \approx 6$. Оценки показывают, что характер течения и в том, и в другом случаях – ламинарный.

Реальные величины поля в области F-слоя и, вероятно, скорость его изменения $\partial B/\partial t$ примерно в 100 раз больше, но это не сказывается на величине $V \sim \partial B/B$.

Скорость потока в нашей модели: в режиме генерации – усиления поля: $V \approx 10^{-2}$ м/с, а в режиме поддержания поля в стабильном состоянии: $V \approx 10^{-4}$ м/с. Отметим, что т.н. западный дрейф и супервращение внутреннего ядра - это гидродинамические течения, направленные в противоположные стороны. Оба этих потока, как было показано, имеют примерно равные скорости порядка 0.3° в год, что соответствует скорости переноса $Vg \approx 2.10^{-4}$ м/с (рис. 14-5).

Время одного оборота такого перетока вокруг оси Земли на радиусе внутреннего ядра составляет $t = 2\pi R_G/Vg \approx 1000$ лет, что исключает возможность генерации поля на токовых системах среды, двигающейся с такой скоростью. Оценка величины тока: $I = n_e eVS = 10^{11} \cdot 1.610^{-19} \cdot 210^{-4} \cdot 10^9 \approx 3 \cdot 10^{-3}$ А показывает, что он на 13 порядков меньше требуемой величины.

Усиление начального поля за счет динамо-эффектов.

Согласно нашей модели, явления, происходящие в F-слое, имеют некоторую аналогию с явлениями в атмосфере Земли [Кузнецов, 2008]. Как в атмосфере, так и в F-слое происходят: разделение зарядов и возникновение вертикального атмосферного электрического поля, аналогичного полю E_R в F-слое. В формировании магнитного поля за счет холловского динамо-эффекта принимают участие явления: распределение скорости звука в атмосфере по высоте и в F-слое по его толщине, процессы испарения и конденсации, наличие начального дипольного магнитного поля и т.п. Поэтому, имеет смысл в начале рассмотреть общие представления, положенные в основу формирования экваториальной токовой струи в верхних слоях атмосферы, т.е. рассмотреть модель ионосферного динамо [Ришбет, Гарриот, 1975].

Холловское динамо в атмосфере.

Движение атмосферы в направлениях, перпендикулярных силовым линиям магнитного поля, индуцирует электродвижущую силу, которая на высотах, где электропроводность достаточно велика, вызывает электрический ток. В ионосфере эти процессы происходят на высоте примерно 100 км. Для любой частицы среды, на которую действует электрическое и магнитное поле, можно записать уравнение:

$$m \, dV/dt = \varepsilon E + \varepsilon V \times B - m v (V - U).$$
 (14-12)
Здесь V –скорость заряженной частицы, U – скорость нейтральной атмосферы. Приравняв
mv (V – U) силе Лоренца $\varepsilon V \times B$, можно определить скорость V. Вектор U, направленный
поперек линий магнитного поля, индуцирует поле U × B. Это наведенное поле вызывает
электрический ток $\sigma \cdot U \times B$, где σ - тензор проводимости:

$$\boldsymbol{\sigma} = \begin{bmatrix} \sigma_1 & -\sigma_2 & 0 \\ \sigma_2 & \sigma_1 & 0 \\ 0 & 0 & \sigma_0 \end{bmatrix}$$

Обозначим компоненты проводимости ионосферы: продольная (прямая) - σ_0 ; поперечная (Педерсена) - σ_1 ; Холла - σ_2 ; Каулинга - $\sigma_3 = (\sigma_1^2 + \sigma_2^2)/\sigma_1$.

Ток, возникающий за счет ветра, может не удовлетворять условию: div j = 0. В любой точке, где div $j \neq 0$, происходит накопление электрических зарядов, и ионосфера становится электрически поляризованной. Поляризационное электростатическое поле - $\nabla \Phi$ (Φ – электрический потенциал) возрастает до тех пор, пока токи не станут горизонтальными и не дивергентными. Соответствующая этим условиям проводимость слоя σ ' определяется уравнением:

$$\sigma = \begin{bmatrix} \sigma_{XX} & \sigma_{XY} \\ -\sigma_{XY} & \sigma_{YY} \end{bmatrix}$$

Наведённое и поляризационное поля складываются и образуют общее электрическое поле E_t . Ток определяется следующим образом:

$$\mathbf{i} = \boldsymbol{\sigma}' \cdot \mathbf{E}_t = \boldsymbol{\sigma}' \cdot (\mathbf{U} \times \mathbf{B} - \nabla \boldsymbol{\Phi}). \tag{14-13}$$

Этот ток течет в области экватора, в восточном направлении, образуя т.н. экваториальную токовую струю. В твердой, проводящей оболочке Земли наводится токовая струя противоположного направления. «Если бы Земля была идеальным проводником, а усложнениями из-за горизонтальных вариаций поля и кривизны Земли можно было бы пренебречь, то токи в ионосфере и на поверхности Земли были бы равны по величине и противоположны по знаку» [Ришбет, Гарриот, 1975] (стр. 229). Природа этой струи имеет индукционный характер и обязана выполнению известного в физике правила Ленца.

Динамо F-слоя.

Ионосферное динамо возбуждается в проводящем слое за счет ветрового переноса проводящей среды поперек магнитного поля Земли и из-за тензорного характера проводимости. В нашей модели магнитное поле, - это, в начале процесса генерации, - начальное магнитное поле Земли B_0 , а затем в этом процессе, в режиме усиления, принимает участие собственно - само поле. Очевидно наличие в схеме динамо-генерации геомагнитного поля - радиального электрического поля двойного электрического слоя E_R . Смена его полярности приводит к инверсии поля. Это означает, что в пограничных б-слоях меняется на противоположное направление тока. Принципиальным моментом в нашей модели является особенность ДЭС, в котором, в принципе, электрическое поле E_R может достигать огромных величин, т.к. проводимость слоя – ничтожно мала. Эти свойства ДЭС обеспечивают требуемый по модели холловского динамо – тензорный характер проводимости.

В нашей модели общее электрическое поле *E* также как в (13) складывается из двух компонент поля – наведенного и поляризационного:

$$E = \sigma \mathbf{j} - E \varphi = (\mathbf{V} \times \mathbf{B}) - 1/N_e e \left(\mathbf{j} \times \mathbf{B} \right)$$
(14-14)

Как мы показали выше, в ядре Земли, возможно, существует гидродинамический перенос, но скорость его *V* очень мала, что в случае генерации геомагнитного поля определяет преимущество поляризационного компонента. Иначе, определяет преимущество Холловского динамо над – гидродинамическим.

Рассмотрим подробнее электрические параметры модели. Исходные данные: - Поле *B* на поверхности Земли $\approx 30\ 000\ \text{нTл}$, что примерно соответствует полю на радиусе внутреннего ядра $B \approx 10^{-3}\ \text{Tл}$.

- Поле создается разностью токов, текущих в противоположных направлениях $B = B_G - B_F$ = $\mu I \Delta R/R^2$, где $\Delta R = R_F - R_G$, а $R \approx R_F \approx R_G$.

- Величина тока $I = 10^{10}$ А. Мощность геомагнитного поля $P = 10^{12}$ Вт, отсюда напряжение U = 100 В. Величина $E\varphi = 100/6 \cdot 10^6 \approx 10^{-5}$ В/м.

Как известно, мощность геомагнитного поля немного различается у разных авторов. Так, например, по оценке Брагинского - 10^{12} Вт, по оценке Булларда – $2 \cdot 10^9$ Вт, Малкуса – $2.3 \cdot 10^{10}$ Вт. Рочестер полагает, что нижняя граница равна 10^9 Вт, а верхний предел $4 \cdot 10^{13}$ Вт [Паркинсон, 1986, с. 166]. Т.о. принятая нами величина *P* не выбивается из пределов представлений «классиков» геомагнетизма.

Для сравнения, тепловая мощность Земли, оцененная по величине теплового потока, равна $4 \cdot 10^{13}$ Вт. Таким образом, на генерацию магнитного поля Земли приходится $\approx 1/40$ от полной энергии. Энергия Земли – это тепловая энергия вещества внутреннего ядра. Она «расходуется» на формирование теплового потока, генерацию геомагнитного поля и геодинамику путем реализации фазового перехода первого рода, происходящего в F-слое.

- Сопротивление δ-слоя $R = U/I = 10^{-8}$ Ом. По нашей модели $\sigma \approx 10^4$ (Ом м)⁻¹, удельное сопротивление $\rho = 10^{-4}$ (Ом м). Плотность тока $j = \sigma E \varphi = 0.1$ А/м².

- Сечение тока $S = I\varphi/j = 10^{11} \text{ м}^2$, следовательно, сопротивление проводящего этот ток бслоя $R \approx \rho \ 2\pi R/S = 10^{-8} \text{ Om}.$

- Согласно модели Холловского динамо, $E\varphi = (\mathbf{j} \times \mathbf{B})/N_e e$, отсюда оценим плотность зарядов $N_e = (\mathbf{j} \times \mathbf{B}) / E\varphi \cdot e = 10^{20} 1 / \text{m}^3$. По смыслу величина $1/N_e e$ – холловская постоянная. Она может быть положительной (по знаку заряда), или отрицательной.

- Ранее мы полагали величину N_e из соображений ограничения величины радиального поля E_R , меньше чем 10⁸ В/м.

- В δ -слое происходит накопление зарядов разных знаков в каждом из слоёв, причем они по мере поступления в этот слой, участвуют в генерации поля $E\varphi$ и тока $I\varphi$, не вызывая

при этом увеличения радиального поля E_R . Этот эффект обязан недивергентности тока j_R , т.к. в любой точке, где div $j \neq 0$, происходит накопление электрических зарядов. - Ранее, для тока j_R мы принимали N_e ' = 10^{11} 1/м³, теперь нам необходимо создать плотность зарядов в δ-слое порядка $N_e = 10^{20}$ 1/м³. Это можно реализовать при переносе зарядов током j_R , которые затем участвуют в формировании текущего по δ-слою тока $I\varphi$, который, собственно, и является источником формирования геомагнитного поля диполя.

Оценим величину заряда в δ -слое (F-) высотой - A (рис. 14-5 и 14-7). Объем этого слоя: $A \cdot \delta \cdot 2\pi R$, умножая его на концентрацию зарядов N и элементарный заряд e, получаем, что заряд слоя равен примерно: $Q = 10^{17}$ Кулон. Если бы этот заряд не сносился током $I\varphi$, то радиальное поле достигло бы огромной, нереальной величины: $E_R = Q/\varepsilon_0 R^2 = 10^{16}$ В/м. Здравому смыслу это особенно не противоречит, т.к. электрическое поле ДЭС $E \to \infty$. Зная величину Q можно оценить время, необходимое для того, чтобы «зарядить» δ -слой до необходимой величины током j_R . Величину j_R запишем как: $j_R = \sigma_R \cdot E_R$, где проводимость σ_R – очень маленькая величина (см. рис. 13-13), $\sigma_R \sim 10^{-14}$ (Ом·м)⁻¹. Так как мы приняли величину E_R не более 10^8 В/м, то величина тока I_R оказывается равной: $I_R = j_R \cdot S = 10^7$ А. Тогда, время t, необходимое для «зарядки» δ -слоя окажется: $t \approx 10^3$ лет. Точность наших оценок не велика, но не более одного – двух порядков. Эта оценка удовлетворительно близка к наблюдаемым временам перестройки геомагнитного поля во время экскурсов и инверсий.

Представленная здесь модель не имеет принципиальных различий с моделью генерации геомагнитного поля за счет реализации эффекта Холла (Кузнецов, 2008). В прежней модели автор встречал возражение, состоящее в том, что эффект Холла не может появляться в нагретом до высокой температуры ядре Земли. Возможно, это именно так, однако точно такие же явления могут иметь место в холловском динамо, о котором шла речь выше.



Геомагнитное поле и анизотропия внутреннего ядра.

Рис. 14-7. Анизотропия внутреннего ядра. Схема токовых колец. Обозначения в тексте - *a*. Связь анизотропии внутреннего ядра и морфологии геомагнитного поля. Точки – переменная часть *H* компоненты в плоскости экватора. Разложение по sin-функциям: 1 – первая и 2 – вторая гармоники- *b*. Сечение F-слоя – *c*.

Рассмотрим модель, связывающую цилиндрическую и латеральную анизотропию внутреннего ядра с нашей схемой генерации геомагнитного поля. Явление анизотропии свойств внутреннего ядра заключается в том, что сейсмические волны, проходящие через него параллельно оси вращения Земли, распространяются быстрее, чем те же волны, которые проходят через внутреннее ядро в плоскости экватора. Время распространения (travel time) вдоль оси вращения Земли («pole to pole»), оказывается примерно на 1 % (до 6

секунд) меньше, чем travel time волн, проходящих в других направлениях относительно оси вращения. Это явление подтверждается данными по расщеплению (splitting) спектров собственных колебаний Земли. Кроме различий в скоростных свойствах ядра вдоль оси вращения Земли и поперек нее, обнаружена пространственная (латеральная) анизотропия свойств внутреннего ядра, как по данным splitting-функций, так и по данным travel-time. Суть латеральной анизотропии состоит в том, что скорости Р-волн, регистрируемые в некоторых областях поверхности внутреннего ядра, оказываются на 0.2-0.4 % ниже, чем на полюсах и материках. Эти области проецируются на поверхность Земли в районы Тихого и Атлантического океанов.

Как следует из нашей модели, в F-слое возникает Цилиндрическая анизотропия. дифференциального токового кольца (цилиндра), токовая структура В виде расположенного в плоскости экватора. Токи величиной порядка 10¹⁰ А текут по двум "проводникам" (высотой А и толщиной δ, каждый) в противоположных направлениях (рис. 14-7-а). Первый "проводник" находится вблизи границы с внутренним ядром, второй - на границе с внешним. Как известно, цилиндрическая анизотропия обнаружена на границе внутреннего ядра. Скорость Р-волн распространяющихся внутри цилиндра немного превышает скорость волн вне цилиндра. Рассмотрим, может ли наличие области генерации геомагнитного поля в виде цилиндрической структуры привести к увеличению скорости Р-волн.

Выясним, может ли цилиндрическая токовая диссипативная структура привести к локальному нагреву вещества требуемой величины. Как известно (Кузнецов, 1998-а), тепловой поток Земли Q составляет примерно 3×10^{13} Вт, а мощность магнитного поля $P = 10^{12}$ Вт ($Q/P \approx 30$). Предположим, что температуре T на границе внутреннего ядра соответствует тепловой поток Q: $T \sim Q$, а диссипация токовой системы вызывает дополнительный нагрев: $\Delta T \sim \zeta P$, где ζ коэффициент, показывающий ту часть мощности, которая пошла на дополнительный нагрев (ΔT) части поверхности внутреннего ядра ($\zeta < 1$). Из наших рассуждений следует: $\Delta T/T = 0.02 - 0.03$; $T \sim Q/4\pi R^2$; $\Delta T \sim \zeta P/2\pi RA$. Здесь R - радиус внутреннего ядра. Подставим полученное:

 $\Delta T/T = (2\zeta P/Q) \times R/A.$

(14.15)

Полагая коэффициент ζ равным 5 %, можно оценить отношение радиуса внутреннего ядра *R* к высоте цилиндра *A*: *R*/*A* ≈ 10. Откуда следует, что высота "цилиндра" *A* равна примерно 100 км. Оценки показывают, что дополнительный нагрев вещества слоя высотой *A* может приводить в необходимому увеличению скорости распространения Рволн.

Оценим, можно ли получить увеличение скорости распространения P-волн в поверхностном слое ядра за счет дополнительного давления Δp , вызванного влиянием магнитного поля на проводящую среду:

$$\Delta p = \mu_o H^2 / 8\pi$$

где μ_o - магнитная постоянная, H - напряженность магнитного поля (A/м): $H = I/\delta$, I - ток, δ - толщина слоя, в котором магнитное поле может вызвать дополнительное давление Δp . Для того, чтобы скорость P-волн увеличилась на 1 %, дополнительное давление должно быть порядка 10⁹ H/м². В этом случае толщина слоя δ ($\delta = [8\pi\Delta p/\mu_o I^2]^{1/2}$) оказывается порядка сотни метров, что значительно меньше, чем толщина δ "проводника" (рис. 14-5) по нашей модели. Заметим, что минимальная толщина слоя, в котором наблюдается анизотропия внутреннего ядра (Адушкин и др. 1997), составляет единицы км. Может ли быть этот слой толщиной всего сотню метров? Достоверна ли наша оценка возможности влияния давления, вызванного геомагнитным полем, как причина цилиндрической анизотропии? По-видимому, нет возможности сегодня ответить на эти вопросы однозначно. Можно лишь добавить, что в рамках нашей модели, схема генерации геомагнитного поля, представляющая собой дифференциальное токовое двойное кольцо (двойной цилиндр), расположенное на границе внутреннего ядра в плоскости экватора, это единственная, возможная причина возникновения цилиндрической анизотропии внутреннего ядра.

Результаты, полученные с помощью метода travel time, можно использовать для оценки величины A. Для этого представим такую схему. В области экватора сейсмический луч распространяется вдоль по «стенке» цилиндра A (рис. 14-7-а). Если бы цилиндрической анизотропии не было, то тот же луч распространялся вдоль по линии L, представляющей собой угол 150°. Можно составить прямоугольный треугольник, одной из сторон которого является A/2, а гипотенузой – L/2. Угол у основания треугольника $\alpha = 150/2 = 75^{\circ}$. Будем считать, что Р-волна проходит расстояние A/2, быстрее чем L/2, на одну секунду. Положим, что скорость этой волны порядка 10 км/с, или, иначе, L/2- A/2 = 10 км, а $A/L = \sin \alpha$. Отсюда высота цилиндра $A \approx 500$ км.

Латеральная анизотропия. Выше мы отмечали, что методами travel time и splittingфункций обнаружена латеральная анизотропия внутреннего ядра. Она меньше цилиндрической, но, тем не менее, представляет несомненный интерес в плане понимания внутреннего устройства Земли и взаимосвязи её оболочек. Как было сказано, области внутреннего ядра, проецируемые на Тихий и Атлантический океаны - "медленные". Области ядра, на которые проектируются материки, - более "быстрые", скорости распространения Р-волн в этих регионах выше, чем в "медленных". Если обратиться к рис. 14-8, можно видеть, что в непосредственной близости от границы внутреннего ядра повышение скорости волн соответствует уменьшению радиуса ядра, т.к. v_p возрастает к центру Земли: $v_p \sim 1/R$. Аналогичная ситуация наблюдается и на границе ядро-мантия. Оказывает ли влияние магнитное поле на латеральную анизотропию внутреннего ядра, или возможно ли их взаимное влияние? Чтобы ответить на эти вопросы, построим развертку амплитуды H-компоненты геомагнитного поля по долготе в плоскости экватора.



Рис. 14-8. Распределение температуры и скорости звука в ионосфере и F-слое ядра Земли.

Воспользуемся данными о стандартном геомагнитном поле. Переменная часть величины Н-компоненты (в микротеслах - мкТл), измеренная в плоскости экватора представлена на рис. 14-7-b точками. Среднее значение *H*-компоненты на экваторе составляет примерно 32 мкТл. Полученную функцию $H(\varphi)$ можно разложить на две гармоники: первую и вторую. Напомним, что согласно нашей модели генерации геомагнитного поля, в плоскости экватора должно находиться дифференциальное токовое кольцо. Если кольцо симметрично, то не должно наблюдаться переменной (по углу) части *H*-компоненты. Одной из причин появления этого эффекта могла бы быть некоторая

несоосность колец. Например, смещение одного из них относительно другого может привести к пространственной вариации величины *H*-компоненты (ΔH), что и наблюдается в действительности. Так как максимум вариации *H*-компоненты приходится примерно на (120-135)°E, то для реализации этого явления, внутренний круг следует сместить в противоположную сторону, - к 300°E. Величина смещения х находится из пропорции: $\Delta H/H \sim x/\Delta R$ ($x \approx 1/5 \Delta R$, около 20 км). Таким образом, первая гармоника определит в плоскости экватора смещение внутреннего круга (2), а вторая - отклонения от этого круга (2) в соответствии с величинами и фазами второй гармоники. В результате, на рис. 14-7-с можно получить сечение F-слоя в плоскости экватора, которое наилучшим образом описы



Рис. 14-9. Модуль интенсивности (в нТл) геомагнитного поля - *a*; модуль интенсивности поля, рассчитанный для системы дифференциальных токовых колец и 4-х радиальных диполей, соответствующих глобальным магнитным аномалиям - *б*; модуль интенсивности дифференциального токового кольца без радиальных диполей – *в* (Ботвиновский, 2000).

вает морфологию Н-компоненты геомагнитного поля.

Оказывается, что обнаруженное явление латеральной анизотропии внутреннего ядра играет значительную роль в формировании морфологии геомагнитного поля. Иначе, структура оболочки внутреннего ядра оказывается хорошо связанной с морфологией горизонтальной компоненты геомагнитного поля. Отметим ещё одно удивительное совпадение. Для получения соответствия модели реальному полю, пришлось сместить внутреннее кольцо токовой системы (рис. 14-7-с) в направлении к 300°Е. Надо сказать, что для наилучшего описания анизотропии внутреннего ядра, К.С.Сreager, так же как и мы, сместил центр анизотропии в сторону 300°Е.

Идея описания геомагнитного поля с помощью двух токовых колец, смещенных относительно друг друга, как было показано Ботвиновским, оказалась вполне плодотворной. На рис. 14-9-*6* и 14-9-*в* приведены примеры расчета модуля геомагнитного поля. Дифференциальное токовое кольцо было смещено относительно оси вращения на угол порядка 10°. Радиальные диполи были размещены в местах расположения магнитных аномалий на радиусе шара, равном радиусу внутреннего ядра. Этот рисунок показывает, что токовая схема, принимаемая в нашей модели генерации геомагнитного поля, позволяет получить морфологию источника, соответствующую реальному полю Земли, изображенному на рис. 14-1 и 14-9-а.

14. 4. Магнитные аномалии, джерки, инверсии и фокусы векового хода.

Аномалии. На карте полного вектора МПЗ (F) хорошо различимы (см. рис. 14-1, 14-9-а) глобальные магнитные аномалии (ГМА). Интенсивность ГМА настолько велика, что её можно сравнивать с интенсивностью дипольной части МПЗ. Четко выделяются четыре аномалии: Канадская, Сибирская, Бразильская (Южно-Атлантическая) и Южная. Эту аномалию иногда называют Южный полюс, объединяя ее с южным магнитным полюсом, что не совсем верно; иногда - Антарктической. Обычно магнитологи, разлагая МПЗ в ряд Гаусса, стремятся сделать так, чтобы первый коэффициент ряда имел максимальное значение. После вычитания из общей структуры МПЗ ее первых коэффициентов ряда, остается т.н. недипольная часть. В оставшемся поле уже не наблюдается так хорошо выраженных аномалий, как это видно на карте. По-видимому, если мы хотим разобраться в том, что представляет собой МПЗ, это не совсем корректная процедура. Более того, хорошо известно, что ГМА "проявляются" в космосе, ионосфере и магнитосфере и вообще "живут" самостоятельной жизнью.

Еще в начале 60-х годов в России с помощью спутников было зарегистрировано открытие, связанное с проникновением высокоэнергетических частиц солнечного ветра в областях северных (Сибирской и Канадской) магнитных аномалий. В областях этих ГМА наблюдалось резкое увеличение энергии и плотности потока частиц. Сотрудники группы академика Вернова зафиксировали, что это увеличение связано с резкими изменениями модуля поля в районах аномалий. В этом плане наиболее изучена Бразильская аномалия. Анализируя материалы, полученные на японском спутнике EXOS-A и на космической станции с телескопом Хаббл, можно убедиться, что эта аномалия "проявляется" до высот 600 км. Плотность потока заряженных частиц в районе БМА превышает аналогичную величину, измеренную в других районах, удаленных от ГМА, на несколько порядков. Магнитные аномалии (в частности, Бразильская) изучались археомагнитными методами, где было показано, что БМА в течение последних 4-х тыс. лет не меняла своего положения, ее эпицентр всегда находился там же где сейчас, на восточном побережье Бразилии. Интенсивность поля этой аномалии за 4 тыс. лет была непостоянной: она дважды возрастала относительно современной примерно в 1.5 раза. Одно из наиболее интересных свойств ГМА состоит в том, что в момент инверсии МПЗ они остаются источниками магнитного поля. Известен такой факт, когда в момент инверсии МПЗ виртуальные магнитные полюса оказывались ориентированными на Сибирскую ГМА. Хорошо известно, что в момент инверсии магнитные полюсы движутся вдоль траекторий, приближающихся к ГМА (рис. 14-28).

Модель ГМА. По нашей модели, вещество F-слоя представляет собой двухфазную среду (газ + жидкость), которая с одной стороны, граничит с "газообразным" G-ядром, а с другой, - с внешним - "жидким" Е-ядром. В этом слое возможны гидродинамические

течения, конвективный тепломассоперенос, возникновение и дрейф вихрей и т.п. Оцененная разными авторами величина вязкости вещества внешнего ядра (и, повидимому, F-слоя) находится в пределах 10⁶ - 10¹⁰ Пуаз.

Представим себе, что необходимо решить задачу поддержания постоянной температуры в таком тонком слое. Положим, что в нем могут развиваться конвективные процессы, а механизмами кондуктивной теплопроводности можно пренебречь, тогда число Релея должно быть больше критического.

Число Релея, оцененное для вещества F-слоя:

$$Ra = g\beta l^3 \Delta T/\eta \zeta, \tag{14.16}$$

g - величина ускорения силы тяжести, β - коэффициент объемного расширения, l - толщина F-слоя, ΔT - перепад температуры на слое, η - вязкость вещества, ζ - температуропроводность; значительно больше критического, что означает возможность протекания конвекции в F-слое. Температура вещества F-слоя вблизи границы с внутренним ядром выше, чем у границы с внешним. При конвекции в некоторых областях F-слоя вещество будет опускаться, в других - подниматься. В таком слое возможна турбулентная конвекция, в отличие от стационарной конвекции во внешнем ядре.

Предположим, что в трех областях F-слоя "холодное" вещество опускается в направлении к G-ядру, а в одной – поднимается, вынося при этом тепло из F-слоя. Наверняка существуют и другие области, в которых происходит нечто подобное, но там процессы происходят значительно менее интенсивно, чем в этих четырех, которые явно выделяются на фоне остальных. Будем считать, что эти выделенные области соответствуют глобальным магнитным аномалиям, причем, первые три, это: Канадская, Сибирская и Бразильская аномалии, а четвертая (где происходит подъем вещества) - Южная ГМА. Вещество F-слоя, обладающее достаточно высокой проводимостью, способно захватить с собой "вмороженную" в него силовую линию дипольной части МПЗ и увлечь ее за собой при вихревом движении проводящего вещества поперек слоя. Нисходящий поток проводящего вещества в Северном полушарии за счет влияния кориолисовых сил начинает вращаться по часовой стрелке (аналогично антициклону в атмосфере и океане). Захваченное потоком магнитное поле вращается с ним со скоростью v, генерируя при этом магнитную индукцию B_A , иначе, поле аномалии, которая (по модели) не стационарна ($\partial B/\partial t \neq 0$).





Движение проводящей среды с одновременным ее вращением и вращением, «вмороженного» в среду магнитного поля в магнитной гидродинамике определяется как циклоническая турбулентность. В такой среде возможно возникновение магнитной индукции за счет т.н. α-эффекта. Суть его состоит в том, что образовавшийся в результате проявления циклонической турбулентности электрический ток зависит не только от величины электрического поля E, но еще определяется и величиной вмороженного магнитного поля B_t : $j = \sigma[E + \alpha B]$. Захваченное вращающимся потоком поле B_t создает ток j_t , который вызывает появление поля (индукции) B_A . Индукция B_A (поле ГМА), в свою очередь, создает (и усиливает) ток j_R , который еще больше усиливает захваченное потоком вмороженное поле B_t (см. рис.14-10).

Эффект индукции (усиления поля) описывается в магнитной гидродинамике уравнением:

$$\partial B/\partial t = rot(\mathbf{v} \times B) + \eta_M \nabla^2 B. \tag{14.17}$$

Равенство нулю $\partial B/\partial t$ означает, что поле аномалии стационарно, хотя в действительности это не так. Если движение среды отсутствует, то в этом уравнении $rot(v \times B) = 0$, что тоже не верно. Если бы это было так, то проявлялись бы только эффекты диффузии поля, которые описывает последний член уравнения. Кроме этого, он показывает наличие потерь, связанных с джоулевым нагревом. Если магнитная вязкость η_M равна нулю, то мы имеем дело с идеальным проводником.

Сделаем некоторые приближенные оценки параметров. Примем характерный размер вихря L равным 100 (и более) км. Магнитная вязкость η_M равна:

 $\eta_M = (\mu\sigma)^{-1} = 1-10 \text{ m}^2/\text{c}.$

Скорость потока можно оценить, приравнивая единице величину магнитного Рейнольдса

 $Re = vL/\eta_M$. Величина *v* оказывается порядка 10⁻⁴ м/с (3 км/год). (Сравниваем полученную оценку *v* со скоростью западного переноса, полученную нами по скорости дрейфа ФВХ \approx 20 км/год). Необходимо оценить степень влияния магнитных сил на величину и направление скорости *v*. Обычно оценка степени влияния, т.е. оказывает ли магнитное поле влияние на гидродинамику, или она остается пуазейлевой, состоит в определении числа Гартмана *G*:

$$G = BL(\sigma/\rho\eta)^{1/2},\tag{14.18}$$

где ρ - плотность среды, а v - кинематическая вязкость (примем $\eta \approx 10^6$ - 10^8 Пуаз). Подстановка известных и принятых нами параметров показывает, что $G > 10^3$. Это, в свою очередь, указывает, что при оценке гидродинамических характеристик происходящих в земном ядре процессов, необходимо учитывать влияние магнитного поля. Величина тока, необходимого для генерации поля ГМА, равна примерно 10^8 ампер. Примем величину L =300 км, тогда время диффузии поля $t = L^2/\eta \approx 10$ тыс. лет. Последняя оценка показывает, что после "отключения" основного поля в результате прохождения инверсии, поле ГМА может сохраняться еще, по крайней мере, 10 тыс. лет. В качестве подтверждения этой величины, ещё раз сошлемся на результаты, полученные Клементом при анализе периодов времени инверсии, определенных в различных точках Земли. В зонах влияния ГМА период инверсии составляет 10 - 12 тыс. лет, в то время при отсутствии этого влияния, это время не превышает 2 тыс. лет.

Фокусы векового хода. Современные карты годовых изменений величин компонент геомагнитного поля показывают, что существуют несколько областей (регионов), в которых эти компоненты возрастают (убывают) значительно интенсивнее, чем в других. Центральные части этих областей называют фокусами векового хода (ФВХ). Изучая карты современных вековых вариаций, можно выделить:

- Бразильский ФВХ (№ 1 на схеме 1) с максимальной скоростью изменения общей интенсивности поля -200 нТл/год; его координаты 0°, 40° W.

- Цейлонский ФВХ (№ 11): + 100 нТл/год, 10°N, 80°E.

- Индонезийский ФВХ (№ 9): - 40 нТл/год, 15°S, 110°E.

- Тихоокеанский ФВХ (№ 10): + 60 нТл/год, 15°S, 100°W.



Рис. 14-11. Слева - фокус векового хода (ФВХ). Справа - карта дрейфа ФВХ с 1743 по 1985 г.г. Треугольники - ГМА. Номера ФВХ приведены на Схеме 1.

Анализ аналогичных карт, построенных для более ранних лет, показал, что ФВХ представляют собой области, дрейфующие по поверхности Земли. ФВХ, как правило, зарождаются на экваторе и либо дрейфуют вдоль него в западном направлении (см. схему 1 и рис.14-11), либо, так же дрейфуя к западу, перемещаются при этом к полюсам и, постепенно уменьшая свою интенсивность, распадаются. В частности, хорошо известен т.н. Каспийский ФВХ, который дрейфовал по территории России и распался на полярном Урале.

ФВХ за последние 250 лет изображены на схеме 1. ФВХ (№ 1) представляет собой циклон (С), Удивительна его стабильность и большое время жизни (> 250 лет). За это время он "успел" пройти путь вдоль экватора от Африки до Бразилии. ФВХ (№ 2), тоже отрицательный, но, так как он двигался в Южном полушарии, - антициклон (А), дрейфуя в западном направлении, по-видимому, был "родителем" ещё трех ФВХ (№№ 7, 6 и 9). Первый из них (№ 7) дрейфовал к северу, два других - к югу. Кроме этих, есть шесть положительных ФВХ. Среди них нет таких, дрейф которых был бы "привязан" к экватору, но и эти ФВХ можно разбить на две группы, внутри которых явно видна их связь: первая объединяет №№ 4 (Каспийский ФВХ), 3 и 11, а вторая, №№ 5, 8 и 10.



Схема 1. Эволюция фокусов векового хода. (С-циклоны; А-антициклоны).

Общим свойством для всех ФВХ, можно отметить, что все они как бы "обходят стороной" ГМА, ни разу не "столкнувшись" с ними. Возможно, это происходит не случайно. ФВХ, были рассмотрены как гидродинамические вихри, типа вихрей Россби. В этом плане они, аналогично атмосферным вихрям, могут быть циклонами и антициклонами. Направление переноса вихря - ФВХ может быть как к Земле, так и от неё, вращение вихря - как по часовой стрелке, так и – против неё. Все это создает широкую гамму различных гидродинамических явлений, называемых фокусами векового хода.

Представленные на схеме и рисунке данные позволяют оценить величину скорости западного дрейфа ФВХ (вдоль экватора). Скорость дрейфа составляет примерно 10 – 20 км/год. (Возможно, эта оценка каким-то образом характеризует скорость переноса вещества в F-слое в западном направлении).

Аналогия ФВХ с циклонами и антициклонами. Спиральное движение потока в области генерации ГМА можно уподобить близким, по сути, циклоническим явлениям, происходящим в атмосфере и океане. В этом плане ГМА: Канадская, Сибирская и Южная - антициклоны, а Бразильская ГМА - циклон. Здесь можно проследить несколько аналогий. Во-первых, по направлению вращения потока, во-вторых, по увеличению поля, как аналог атмосферного вихря. В области атмосферных антициклонов растет давление, в области антициклонов - магнитных аномалий, - возрастает величина магнитного поля. Приведем ещё одну интересную аналогию из области астрофизики. В атмосферах Юпитера и Сатурна сравнительно недавно обнаружены стационарные вихри (вихрь «Большое Красное Пятно» на Юпитере известен более 300 лет), причем, и на Юпитере, и на Сатурне длительное время устойчиво существуют по три антициклона и одному циклону. Циклон-антициклонная асимметрия пока не нашла однозначного объяснения.

Из наблюдений известно, что интенсивность магнитного поля в районах ГМА меняется со временем. Почему это может происходить в нашей модели? Можно найти несколько причин. Перечислим их: изменение скорости потока v, которая зависит от ряда причин, и, в основном, определяется pT-параметрами вещества F-слоя. Сюда можно отнести и изменение величины основного магнитного поля Земли, и изменение параметра α , и изменение проводимости σ , и т.п.

Циклон - антициклонная асимметрия наблюдается в атмосферах больших планет. Такого явления нет ни в атмосфере Земли, ни в атмосфере Венеры. Возможная причина состоит в том, что динамика атмосфер этих планет в значительной степени определяется Солнцем, в то время как динамика атмосфер Юпитера, Сатурна и F-слоя Земли, повидимому, «управляется» собственным внутренним тепловым потоком.

Циклон-антициклонная асимметрия. Более 300 лет астрономы наблюдают за знаменитым Большим Красным Пятном Юпитера (БКПЮ). До недавнего времени природа этого столь долгоживущего атмосферного вихря была совершенно непонятной. Сейчас БКПЮ, а также другие аналогичные структуры, обнаруженные не только на Юпитере, но на Сатурне и Нептуне, принято считать солитонами и вихрями Россби. Причем, солитонами считаются исключительно антициклоны, которых обычно на планете больше, чем циклонов (Незлин, Снежкин, 1990). Аналогичные образования играют значительную роль в динамике верхних оболочек Солнца и больших планет (Тихомолов, 1994; Tikhomolov, 1995; Tikhomolov, 1996). Тихомолов предложил принципиально новую модель глобального вихря, основанную на том, что в слое «тонкой воды», где происходит формирование вихрей Россби, имеется подогрев снизу. Дополнительный подогрев приводит к добавлению в уравнение, одним из решений которого являются локализованные вихри Россби, дополнительных членов, имеющих смысл положительной и отрицательной диффузии. При этом для возмущений достаточно большого масштаба,

происходит возрастание их амплитуды. Иначе, дополнительный подогрев играет роль диффузионного переноса, который, добавляясь к гидродинамическому переносу, обеспечивает системе дополнительные обратные связи и приводит её к режиму самоорганизации. Надо сказать, что в природе это проявляется на Солнце и больших планетах и, согласно нашей модели, в F-слое Земли. В атмосферах Земли, Венеры и Марса, где процессы переноса контролируются Солнцем, таких явлений не происходит, не наблюдается и долгоживущих вихрей Россби.

Таблица. 1.

Вихри Юпитера		Вихри Сатурна		ГМА		
Большое красное пятно	22° S	Большая Берта	5° N	Сибирская	67° N	Α
Малое красное пятно	19° N	Коричневое пятно	42° N	Канадская	58° N	А
Коричневый овал	14° N	Ультрафиолетовое пятно	24° N	Бразильская	15° S	С
Белый овал	34° S	Пятно Анны	55° S	Антарктическая	55° S	Α

В атмосферах больших планет замечена т.н. циклон - антициклонная асимметрия: циклонов всегда много меньше, чем антициклонов. Это связано с тем, что антициклоны (A), это солитоны, в то время как циклоны (C), - нет. Однако, если «рождается» пара циклон-антициклон, то они оба могут быть солитонами. В атмосферах Юпитера и Сатурна наблюдается по три антициклона и одному циклону. БКПЮ тоже является антициклоном. Картина магнитных аномалий на Земле удивительно напоминает картину вихрей на Сатурне, где можно видеть даже хорошее совпадение их по широтам (см. Таблицу 1 и рис.14-11).



Рис. 14-12. Модель глобальных магнитных аномалий как циклонов и антициклонов. Проекция вихрей на F-слой, стрелками показано направление гидродинамического переноса. Стрела поперек слоя – температурный градиент. Выделенная область соответствует Тихому океану - *а*. Размещение антициклонов («А», и пара «А-С» - солитоны). Линия вдоль экватора – гидродинамический перенос, ответвления показывают направления «рингов» (ФВХ) - *b*. Вихри, образующиеся при отрицательной вязкости – *c* (см. рис. П2-3).

В магнитном поле Земли, как и в атмосферах Сатурна и Юпитера, возникли и продолжают существовать две пары вихрей. Одна пара вихрей состоит из двух антициклонов, другая, - из циклона-антициклона. Пара циклон-антициклон: Бразильская - Канадская аномалии на Земле и атмосферные вихри: Ультрафиолетовое пятно и Пятно Анны, - на Сатурне. Рождение пары вихрей ФВХ (тоже вихрей Россби) можно наблюдать, если обратиться к схеме 1 и рис.14-11. Вихри Россби являются продуктами самоорганизации структуры, возникающей в жидком, вращающемся, подогреваемом снизу слое. На Юпитере и Сатурне на динамику их атмосфер - влияние Солнца не

сказывается, так как внутренние тепловые потоки этих планет заметно больше, чем поток от Солнца на их расстояниях. На Земле динамика атмосферы в значительной степени определяется Солнцем, поэтому нет и подобных долгоживущих вихрей.

Инверсии. Инверсия геомагнитного поля была обнаружена в 1906 году Брюнесом при палеомагнитных исследованиях в лаве из Центрального массива во Франции. С тех пор подобные образцы горных пород были найдены во всех частях света. Установлено, что всех измеренных образцов пород обладает примерно половина нормальной намагниченностью, а другая половина - обратной. Долгие годы продолжался спор, касающийся вопроса, изменяла ли Земля полярность магнитного поля, или обратная намагниченность является результатом воздействия на вещество тех или иных физических или химических процессов. В наше время этот вопрос снят: считается доказанным, что Земля периодически меняет полярность своего поля. Более того, доказана корреляция между частотой смены полярности поля и тектонической активностью планеты. Есть свидетельства тому, что величина температурного градиента (по-видимому, и теплового потока) различны при прямой и обратной полярности поля. Оказывается, что величина температурного градиента пород с обратной полярностью геомагнитного поля несколько выше, чем этот градиент у пород с прямой полярностью.



Рис. 14-13. Изменение параметров геомагнитного поля в период инверсии Брюнес-Матуяма: склонения, наклонения и полного модуля поля, в зависимости от глубины осадков (т.е. текущего времени) для Южной Атлантики.

Обнаружено, что в момент инверсии, величина поля значительно понижается, но почти никогда не бывает равной нулю. Величина остаточного поля неравномерна по земной поверхности: она заметно выше в областях магнитных аномалий. Важным параметром является время инверсии, или, что тоже самое, - средняя скорость дрейфа магнитного полюса, т.к. длина его пути известна. Общепринято, что время обращения составляет в среднем от 1000 до 10000 лет, хотя есть оценки и в сто тысяч лет (Паркинсон, 1986). Однако есть и совсем другие оценки, где тщательно изучалось поведение магнитного поля во временных переходных зонах между эпохами Гаусс-Матуяма, Матуяма-Харамильо, а также верхнекембрийской инверсии N→R на ряде разрезов

Средней Азии и Восточной Сибири. Авторы выделили несколько кратковременных переполюсовок в течение периода инверсии. Среднее время смены полярности, когда можно говорить об устойчивом состоянии поля, составляет примерно от сотни до тысячи лет. Инверсия включает в себя до десятка и более состояний той или иной полярности поля и промежуточных состояний, когда дипольного поля (и магнитных полюсов) попросту нет. В недавно опубликованной работе Клемента показано, что время переполюсовки Брюнес-Матуяма тем больше, чем дальше точка взятия пробы от экватора. Это явление чем-то напоминает известный факт, что время смены дня и ночи (терминатор) тем короче, чем ближе к экватору.

Epochs:	Excurses: ago (kyr),	title:	N⊵
	- 2.5	Etrussia	1
	- 15 - 20	Gothenburg	2
	- 25 – 30	Mono Lake	3
Brunhes 0 - 780	- 35 – 45	Laschamp	4
	- 60 - 70	Kargopolovo	5
	- 68 - 80	Gaotai	6
	- 110 - 130	Blake	7
	- 180 - 200	Biwa I	8
	- 230- 250	Jamaica	9
	- 280 - 300	Biwa Ⅱ	10
	- 360 - 390	Biwa 🎞	11
	- 469	Emperor	12
Matuyama	-931	Kamikatsara	15
	- 990 - 1.06	Jaramillo	16
	-1.190-1.215 Co	bb Mountain	17
	- 1370 - 1440	Ontong Java	18
	- 1675	Gitsa	19
	- 1.780 - 1.960	Olduvai	20
Matuyama-Gauss	- 2.110 - 2.270	Reunion	21
2.600			
Gauss	- 3.020 - 3.090	Kaena	22
Gauss-Gilbert 3 570	- 3.210 - 3.290	Mammoth	23
Gilbert	- 3.800	Cochiti	24
	- 4.200	Nunivak	25
	- 4.400	Sidufiall	26
Gilbert boundary	- 4.800	Thyerta	27
5.000			
Epoch 5	- 5,100 - 5,300		28
boundary 6 000	- 5 700 - 6 000		29
Epoch 6	5		
boundary 7 300	- 7 300		30
			- *

Таблица 2. Инверсии и экскурсы.

(В Таблице 2 различным цветом выделены инверсии: светлый – N, серый – R).

Интересный анализ характера инверсий выполнен Рузмайкиным и Трубихиным. Они показали, что плотность распределения по длинам интервалов между обращениями распределена по случайному (пуассоновскому) закону. Оказалось, что на длительном интервале времени, когда происходит много инверсий, отрицательная полярность поля превалирует над современной положительной полярностью поля. Хотя в течение последнего миллиона лет (690 тыс. лет из него составляет т.н. период Брюнеса) явно прослеживается обратная зависимость. В течение этого периода поле несколько раз меняло полярность на очень короткие периоды времени и возвращалось затем к прежней полярности. Такие кратковременные события, в отличие от инверсий, принято называть экскурсами.

Экскурсы. Периоды современной (положительной) полярности поля (N) и периоды отрицательной полярности (R), длительность которых составляет порядка одного млн. лет, прерываются короткими изменениями поля, называемыми экскурсами. Разделение в значительной степени условно. По всей видимости, природа этих явлений едина.

Обсуждая проблему экскурсов, Петрова и Поспелова (1992) отмечают три важных момента:

- теории динамо не могут объяснить таких резких и кратковременных изменений поля, как экскурсы;

- экскурс, как и инверсия, - это глобальное явление;

- экскурсы происходят во время цикла понижения магнитного момента Земли.

Последнее заключение подтверждается недавно опубликованными данными о поведении магнитного поля Земли в течение последних 800 тыс. лет, где авторы показали, что экскурсы происходят в ситуации, когда дипольный момент опускается ниже критической отметки в 4×10^{22} A m²

Джерки. Джерками (джерк - резкий толчок во время езды) в геомагнетизме называются резкие изменения производной dB/dt, т.е. джерк, это резкое изменение скорости роста (убывания) интенсивности компонент МПЗ. Это название берет начало с работы (Courtillot et al., 1978), в которой авторы обратили внимание на поведение вековой вариации У-компоненты МПЗ в Европе в 1969-70 гг. (см. рис. 14-14). Необычность поведения поля выражалась в том, что ряд среднегодовых значений Y(t), начиная с 40-х годов и до конца 60-х, для каждой обсерватории, хорошо описывался параболой, а затем наблюдалось резкое расхождение наблюдаемых данных и модели. Введение второй параболы для данных после события 1960-70 гг. устраняло это расхождение. Именно это явление и получило название джерк. Начиная с этой работы, было выполнено много исследований, в которых аналогичная методика применялась как для оценки джерка 1969-70 г.г., так и для выделения аналогичных джерков в другие эпохи (Alexandrescu et al., 1996). Для обнаружения джерка авторы строят график зависимости первой производной компоненты геомагнитного поля от времени. Как правило, эта зависимость выглядит как наклонная прямая. Если в какой-то момент времени, эту прямую нельзя продолжить, а следует построить другую, под другим углом, то это событие и есть джерк (рис. 14-14). Наилучшим образом джерки проявляются во временной зависимости У-компоненты, слабее они видны в X-компоненте и еще слабее, - в Z-компоненте геомагнитного поля. Длительность джерка, по данным работы (Gavoret et al., 1986), оценивалась в 6 месяцев.

Известны и хорошо изучены джерки, произошедшие практически на всей территории Земли, но с различной интенсивностью в: 1969-1970, 1979-1980, 1989-1992 годах. Сделано предположение о том, что в 1999 г. возможно начался новый джерк и прогнозирует появление следующего, - ранее, чем через 10 лет.



Рис.14-14. Вековые вариации восточной компоненты геомагнитного поля (dY/dt). Резкие изменения производной по данным обсерватории Niemegk, с 1883 по 2000 гг., - джерки (Mandea et al., 2000).



Рис. 14-15. Джерки 1969-70 г.г. по данным обсерваторий.

По-видимому, можно считать, что Y- компонента характеризует квадрупольность геомагнитного поля. Изменение величины этой компоненты во времени, вероятно, связано с изменением степени квадрупольности магнитного поля. Очевидно, что симметричный относительно оси вращения дипольный источник генерации геомагнитного поля не должен приводить к появлению Y-компоненты. Наличие этой компоненты и, собственно, квадрупольности геомагнитного поля можно связать с существованием четырех глобальных магнитных аномалий, представляющих четыре токовых кольца не находящихся на оси вращения Земли. В пользу такой модели говорит распределение джерков 1969 года по поверхности Земли. Как видно из этого рисунка, максимальные величины джерков «привязаны» к глобальным аномалиям.

Пространственно-временная структура джерка исследована в нескольких работах. Так в (Nevanlinna, 1984) по данным о вековых вариациях МПЗ за 1956-1978 г.г. для 48 обсерваторий построена модель поля в виде четырех радиальных диполей, расположенных на радиусе 0.25R. Автор этой работы обнаружил поразительный факт: во время джерка 1969-70 г.г. в ряде регионов Земли западный дрейф сменился на восточный. В (Madden, Le Mouel, 1982) замечено, что пространственное (на поверхности Земли) распределение регионов, занятых джерками, тяготеет к ГМА (рис.20-14). Две последние работы показывают несомненную связь джерков с западным дрейфом фокусов векового

хода (ФВХ), с одной стороны, и, с другой, с глобальными магнитными аномалиями. Именно поэтому в нашей модели джерки рассматриваются в контексте с ГМА и ФВХ.



Рис. 14-16. Распределение интенсивностей джерка-1969. Треугольники – ГМА

Модели инверсий, экскурсов и джерков. Модель геомагнитного динамо, в принципе, объясняет механизм усиления первичного поля, захваченного Землей в мировом пространстве, и, тем самым, объясняет идею генерации дипольной части поля. Однако ни одна динамо модель не в состоянии найти правдоподобное объяснение инверсий и экскурсов поля. Наличие джерков, вообще говоря, находится в противоречии с динамо моделью. Это обстоятельство связано с тем, что для генерации поля на динамо эффекте необходима вполне определенная (и не малая) величина проводимости среды, приближающейся к сверхпроводимости, что автоматически определяет временной диапазон процессов, происходящих в ядре Земли. Характерное время в различных динамо моделях колеблется в очень нешироких пределах и составляет ~ 100 тыс. лет. Что же касается джерков, то в литературе по геомагнитному полю отсутствуют даже попытки найти объяснение таким явлениям. Явление возникновения джерков иногда связывается с изменением характера дрейфа северного магнитного полюса. Однако если такая связь и существует, это не помогает вскрыть физику джерка.

Согласно развиваемой нами модели, инверсии, экскурсы, джерки и пр. - явления термодинамические, связанные с "работой" фазового перехода. Магнитное поле является своеобразным "маркером" этих процессов. С такой позиции становится очевидной и понятной ещё одна особенность геомагнетизма - высокая стабильность поля во времени. Ни в одной модели генерации геомагнитного поля не встречается даже намека на устройство или схему, поддерживающую амплитуду поля постоянной. В нашей модели, когда температура фазового перехода при заданном давлении является константой, эта особенность МПЗ очевидна. В этом плане, повторим: *такие явления, как аномалии, фокусы и джерки, ни что иное, как следствие функционирования фазового перехода и, связанной с ним, «работы» системы поддержания температуры в F-слое.*

Согласно нашей модели, ГМА представляют собой области, в которых происходит конвергенция потока, реализуется спиральное движение потока и т.д. Именно здесь, в основном, "работает" механизм выравнивания температуры F-слоя. Эту роль выполняет механизм конвекции. Режим регулирования температуры может изменяться по мере того, как температура среды будет приближаться к температуре, при которой происходит смена режима конвекции. Очевидно, что такие изменения наиболее резко будут проявляться именно в областях конвергенции потока, т.е. в областях генерации ГМА. Представим себе, что в F-слое, по мере конвективного теплового регулирования, была достигнута оптимальная температура T_0 . Предположим, что система терморегулирования,

поддерживающая эту температуру в интервале $T_0 \pm \Delta T$, не линейна. Закон изменения температуры может иметь вид: $T^2 \sim kt$, что вполне допустимо. Скорость изменения температуры оказывается в этом случае: $dT/dt \sim t^{-1/2}$. Затем, в момент времени t ($T = T_0 + \Delta T$) в системе меняется знак производной и температура начинает уменьшаться, иначе, происходит уменьшение скорости: d^2T/dt^2 (рис. 14-17). Примерно так «работает» любая динамическая система терморегулирования. Будем полагать, что такая система, или ей подобная, регулирует температуру в области фазового перехода. Согласно нашей модели, в момент времени t, происходит изменение скорости вариации величины E_R и, соответственно, индукции B. В качестве подтверждения правомерности развиваемого здесь подхода, сошлемся на полученную зависимость «броска» (jump) величины B ($\cdot 10^{22}$ A m²) от длительности периода инверсии t (в млн. лет): $B^2 \sim t$.



Рис. 14-17. Слева - палеомагнитная шкала. Справа - наша модель изменений полярности поля. Зависимость явлений, связанных с «работой» фазового перехода во времени и их отражение в геомагнитном поле.

Выясним, почему джерки наиболее эффективно проявляются в Y-компоненте поля? Предположим, что Y-компонента геомагнитного поля характеризует степень квадрупольности источника его генерации. Действительно, симметричный относительно оси вращения дипольный источник генерации геомагнитного поля не должен приводить к появлению Y-компоненты. Наличие этой компоненты и, собственно, квадрупольности геомагнитного поля, можно связать с существованием четырех глобальных магнитных аномалий, представляющих четыре радиальных токовых кольца не находящиеся на оси вращения Земли. В пользу такой модели говорит распределение джерков 1969 года по поверхности Земли, где показано, что эпицентры максимальных величин джерков практически совпадают с эпицентрами глобальных аномалий (рис. 14-16). Становится понятной пространственная взаимосвязь джерков с ГМА.



Рис. 14-18. Изменение частоты джерков со временем (прогноз). Выход системы на стационарное состояние и начало инверсии – а. Уменьшение частоты джерков после 2000 и цикличность – б.

Модель ФВХ. Предположим, что поверхность F-слоя окажется неравномерно нагретой. В такой системе начнется гидродинамический перенос (пуазейлево течение). Это течение принципиально отличается от рассмотренного нами ранее, конвективного течения, существенно меньшим масштабом. Как отмечалось, геострофическое приближение не применимо на экваторе, где условия равновесия могут достигаться только при круговых изобарах, когда сила барического градиента уравновешивается центробежной силой. В экваториальной зоне могут существовать только циклонические образования. Такие циклоны аналогичны вихрям ГМА, но отличаются от них меньшей интенсивностью, большей подвижностью, участием в пуазейлевом переносе и существенно меньшим временем "жизни". По-видимому, наиболее близкая гидродинамическая аналогия, это "ринги" в океане дрейфующие в западном направлении.

Ринги - синоптические вихри, образуемые в атмосфере и океане. В принципе, они могут быть как циклонами, так и антициклонами. Характерный размер рингов в океане порядка 100 км. Они медленно (по сравнению со скоростью вращения Земли) вращаются вокруг своей оси и дрейфуют в западном направлении со скоростью, близкой к скорости Россби. Линейная скорость вращения воды в рингах существенно меняется по толщине слоя и в поверхностных слоях обычно в несколько раз выше, чем скорость их дрейфа. Время жизни рингов в океане обычно не превышает нескольких месяцев. Однако за время жизни эти вихри успевают дрейфовать в западном, северо-западном или юго-западном направлениях на тысячи километров. Надо сказать, что на существование вихрей в океане очень заметную роль оказывает влияние Гольфстрима. Ринги считаются вихрями Россби, если время их существования ограничивается дисперсионным расплыванием вихря. Это в большей степени касается циклонов. Время жизни антициклонов ограничивается в большей степени вязкостью среды.

Перенос сведений о синоптических вихрях на ситуацию с ФВХ позволяет оценить ряд гидродинамических параметров среды. Примем скорость движения ФВХ, как вихря Россби, равной 0.03 см/с, и предположим, что скорость частиц в вихре примерно в 10 раз выше. Примем размер вихря ~ 100 км, а толщину экмановского слоя $l \approx 1$ км. Параметр Кориолиса $2\omega \approx 10^{-4}$ с⁻¹. Эти предположения позволяют оценить величину вязкости вещества F-слоя: $\eta = 2\omega l^2$. Коэффициент вязкости вещества F-слоя оказывается порядка < 10^6 Пуаз (Кузнецов, 1995), что неплохо согласуется с полученной нами оценкой этого параметра.

14. 5. Движение магнитных полюсов.

Рис. 14-19 показывает, что оба магнитных полюса дрейфуют не хаотически, а имеют вполне определенные направления. Этот факт позволяет надеяться на то, чтобы не только найти причину такого дрейфа, но и прогнозировать его в будущем.



Рис. 14-19. Дрейф северного и южного магнитных полюсов.

Северный магнитный полюс. Инструментальное определение координат положения северного магнитного полюса (СМП) было начато капитаном Россом в 1831 г, когда он оценил координаты СМП: 70° 5' N и 96° 46' W. В течение последующих 70 лет измерений положения СМП не проводилось. В 1904 году во время экспедиции Амундсена были определены координаты СМП: 70° 30' N и 95° 30' W. Оказалось, что СМП за последующие 70 лет, переместился по направлению к Северному географическому полюсу, в точку, отстоящую от предыдущего измерения всего на 50 км. Этот факт не нашел объясненя.

Этап современных наблюдений положений СМП начинается с измерений, проведенных канадским магнитологом П. Серсоном в 1948 г. С тех пор примерно раз в 10 лет наблюдения за дрейфом СМП ведутся сотрудниками канадской обсерватории Crescent. Измерения положения СМП 1999 г. показали, что скорость дрейфа СМП по сравнению с 1994 г увеличилась в 1.5 раза за последние 5 лет и достигла значения в 26 км/год. Известно сообщение о совместном Natural Resources Canada и Bureau de Recherches Geologiques et Minieres, France определении положения СМП в мае 1999 и, повторно, в мае 2001. Авторы, участники этих экспедиций определили положение СМП и оценили скорость современного дрейфа его выше 40 км/год.

Анализируя эффект увеличения скорости дрейфа СМП, обнаруженный в течение последних 30 лет наблюдений, авторы (Newitt et al., 2002) высказывают предположение, что ускорение полюса каким-то образом связано с явлением Jerk-1969 и следующими за ним джерками. Возможно, авторы правы, и действительно это явление связано с дрейфом полюса и даже оказало какое-то влияние на ускорение его дрейфа, однако, прежде чем обсуждать это предположение, обратимся к данным, характеризующим направление и

скорость дрейфа СМП за значительно больший период времени, чем последние 30 лет его ускорения.



Рис. 14-20. Верхняя панель: Дрейф СМП: звездочки и годы, Крестики – местоположения обсерваторий. Вставка: схема дрейфа СМП. 1 и 2 квазиисточники горизонтальной компоненты геомагнитного поля. Нижняя панель: Вариации Н-компонент, определенных в обсерваториях Резольют Бей – 1 (крестики) и Мыс Челюскин – 2 (квадраты). Точки – экстраполяция. Кривая 3 – разность величин △Н между кривыми 1 и 2 (нТл). Точки на кривой – положения СМП на шкале расстояний, в которой за нуль принято положение СМП-1973.

Определение местоположения северного магнитного полюса (СМП), проведенное в 1994 году, показало, что полюс за прошедшие 10 лет не изменил направления своего движения. Этому направлению СМП следует, по крайней мере, 90 лет (см. рис. 20-18). Средняя скорость дрейфа в течение этого периода времени - немного возросла. Она достигла 15 км/год, против 11 км/ год, в предыдущие 11 лет (Newitt, Niblett, 1986; Newitt, Barton, 1996).

Обратим внимание на то, как происходил дрейф СМП в течение последних 100 лет и, особенно, в самое последнее время. Рисунок 14-20 показывает направление дрейфа СМП, которое отмечено звездочками, причем около каждой приведен год измерения его положения. Видно, что СМП дрейфует вдоль линии, практически соединяющей две обсерватории Резольют Бей и Мыс Челюскин. В большем масштабе, эта линия соединяет две глобальных магнитных аномалии, одна из них расположена в Канаде, а другая, - в Сибири (рис. 14-21). Направление дрейфа СМП совпадает с местоположением виртуальных магнитных полюсов (ВМП), определенных во время совместной Канадско-Российской лыжной экспедиции 1988 г. Перед началом этой экспедиции нами был сделан предварительный прогноз положений ВМП. Наш прогноз базировался на известных измерениях компонент магнитного поля в Арктике (Кузнецов и др., 1990). Вычисленные по прогнозу координаты ВМП практически совпали с координатами, измеренными на значительной части пути экспедиции. Очевидно, что характер дрейфа СМП не случаен. Этот факт оставляет надежду понять природу его дрейфа.



Рис. 14-21. Структура магнитных силовых линий в Арктике (Норе, 1959). На схеме: СА, SA - ГМА, RB, CCh – обсерватории.

ГМА, инверсии, экскурсы, джерки и ФВХ, это "особые точки" геомагнетизма, в которых это явление проявляется наиболее ярко. Мы уже упоминали, что такие "проявления" должны логично "вписываться" в общую концепцию. К таким особым точкам с полной уверенностью можно отнести магнитные полюса и их дрейф. Нельзя сказать, чтобы движение СМП, как и южного магнитного полюса (ЮМП), вызывало бы повышенный интерес у магнитологов. По-видимому, отсутствие интереса оправдывалось тем, что в модели магнитного динамо не существовало ни одной правдоподобной идеи, связанной с дрейфом полюсов. Первым, кто высказал мысль о возможной связи дрейфа СМП с глобальными магнитными аномалиями (ГМА) Канадской (СА) и Сибирской (SA), был канадский магнитолог Р. Хоуп (Норе, 1959). В своей статье он изобразил магнитные силовые линии в Арктике, которые как бы сжимались в районе дрейфа СМП в некий "жгут" (см. рис. 14-21). Хоуп считал, что СМП перемещается по линии, соединяющей обе аномалии. Идеи Хоупа не нашли должного внимания среди магнитологов и были забыты.

Двадцать лет назад автором предложена модель, согласно которой движение СМП определялось влиянием трех (а не двух, как у Хоупа) независимых друг от друга источников магнитного поля (Кузнецов, 1984). Два из них это ГМА, а третий (или точнее, первый) - это источник основного (дипольного) поля Земли. Основное отличие этой модели от общепринятых представлений о магнитном поле Земли заключалось в том, что ГМА представлялись не недипольной частью, как это обычно принято, а достаточно интенсивными источниками, квазинезависимыми от основного поля (Кузнецов, 1990). Интенсивность источников ГМА оказывается сравнимой с интенсивностью источника основного поля. Компьютерное моделирование магнитного поля в Арктике, как суммы независимых источников, дает результат, весьма схожий реальной ситуацией (рис. 20-7).

Разработанная модель позволяет делать прогноз положения СМП в зависимости от интенсивностей источников поля ГМА. При этом полагается, что интенсивность дипольного источника постоянна. На основе этой модели и интерполяции интенсивности магнитного поля в районе ГМА к 1994 году (по данным полярных магнитных обсерваторий) был составлен прогноз местоположения СМП-1994. Прогнозируемое

положение СМП практически совпало с определением его по результатам наблюдений во время экспедиции к СМП в 1994 году (Кузнецов, 1996).

Прогноз положений СМП. Систематические наблюдения за склонением и наклонением начинаются примерно с 1540 года. Наиболее полные данные известны для Лондона на обсерватории в Хартленде (координаты: 51° 00' N, 355° 31' E), после перевода ее из Гринвича и Абингера. На рисунке 12-9 представлены сглаженные результаты наблюдений за I и D, опубликованные впервые Бауэром для Лондона и Бостона (Bauer, 1895) и впоследствии повторенные в нескольких монографиях по геомагнетизму. Взглянув на этот рисунок, можно видеть, что, по крайней мере, в течение 450 лет наша модель движения СМП не противоречит реально наблюдаемой ситуации. Более того, анализируя результаты наблюдений склонения и наклонения в Лондоне и Бостоне (данные для Бостона, после того как они заканчивались 1900 годом, редуцированы по результатам наблюдений обсерватории в Оттаве), можно получить информацию о том, как в действительности перемещался СМП в течение последних 450 лет.



Рис. 14-22. Перемещение СМП и виртуальные магнитные полюса, построенные по данным склонения и наклонения на обсерваториях Лондона и Бостона (Bauer, 1895).

Если бы СМП двигался по эллипсу, как это показано на рисунке 12-9, то вполне возможно, что определение местоположения СМП, сделанное Дж. Россом, было ошибочное, и в действительности СМП в 1831 году находился восточнее примерно на 100 км. Если мы правильно восстановили дрейф СМП за этот период времени, то он перемещался в полном соответствии с нашей моделью. Что же касается возможной ошибки Джеймса Росса, то при существовавшем в то время техническом уровне измерений и отсутствии контроля за временными вариациями магнитного поля, это вполне допустимо. Можно добавить еще один аргумент в пользу того, что Росс ошибся. Анализ данных по магнитному полю в период с 1550 по 1990 г.г. показывает плавный характер его изменения в 1830-1900 гг., что должно было бы быть не так, если бы Росс не ошибся. Действительно, СМП дрейфовал, начиная с 1904 года с более или менее

постоянной скоростью (примерно 10 км/год). В то же время как за 70 с лишним предыдущих лет (1831-1904) он "прошел" всего 50 км. Нам представляется, что наша модель движения СМП, когда он сначала дрейфовал к югу, а затем (в 1860 году) изменил направление дрейфа и стал двигаться к северу, подкрепленная данными по дрейфу ВМП, более логична, чем тот его путь, который изображен на рис. 12-9 и 14-22. Таким образом, дрейф СМП можно представить как периодическое, колебательное движение.

Обратимся к рисунку 14-20, иллюстрирующему нашу модель дрейфа СМП, на которой основан прогноз его местоположений. При обсуждении модели дрейфа магнитных полюсов будем пользоваться нижеследующим определением. Магнитный полюс - условная точка на земной поверхности, в которой равна нулю горизонтальная компонента магнитного поля Земли. Если по какой-то причине в двух точках [1] и [2], где Земли (Н-компоненты) горизонтальные компоненты магнитного поля имеют противоположные направления, их величина меняется, - положение точки, где эти величины уравновешивают друг друга (H = 0), - меняется. При этом магнитный полюс перемещается между этими точками. Можно ли предсказать, в какой точке окажется магнитный полюс в будущем? По-видимому, можно, если в магнитном поле Земли, по крайней мере, в районе полюса, не наблюдается резких неоднородностей: как пространственных, так и временных (к которым, в частности, относятся и джерки).

Магнитные обсерватории ведут регулярное наблюдение за вариацией величин компонент магнитного поля Земли. Наиболее близки к СМП две обсерватории: Резольют Бей в Канаде и Мыс Челюскин – в России (рис. 14-20). Контролируя величины Н-компонент на этих обсерваториях при условии, что характер их изменения вполне логичен, можно предсказать местоположение СМП в будущем. Этот прием использовался при прогнозе положения СМП в 1994 (Кузнецов, 1996) и в 2007 (показано на рис. 14-18). На нем изображены переменные во времени (1973 – 2010 г.г.) составляющие H-компонент, измеренные на этих обсерваториях $H_1(t)$ и $H_2(t)$, а также их разность $\Delta H = H_1(t) - H_2(t)$. Вектора H-компонент на этих обсерваториях направлены навстречу друг другу. К примеру, значения H-компонент на этих обсерваториях: Резольют-Бей (1989) $H_1 = 1041$ нТл; Мыс Челюскин (1990) $H_2 = 3160$ нТл.

Для упрощения модели примем, что в 1984 г. разность между их величинами равна нулю: $H_1 - H_2 = 0$, и в дальнейшем будем рассматривать только переменную часть этих величин. Для удобства представления, разность между переменными составляющими величин Н-компонент (кривая 3): $\Delta H = H_1 - H_2 + k$, где k = -400 нТл.

Предположим, что путь, проходящий СМП L(t), линейно связан с $\Delta H(t)$: $L(t) \sim$ $\Delta H(t)$. Рассмотрим линейный участок дрейфа СМП (рис. 14-20), примем: L = 0, для СМП-1973. Принятые предположения позволяют получить зависимость: *L(t)*(км) – кривая 3 на рис. 14-20-а. В принципе существуют две возможности поведения Н-компонент, регистрируемых на обсерваториях Мыс Челюскин и Резольют Бей. Это либо замедление дрейфа СМП примерно в 2000 и её снижение до нуля в 1580 (рис. 14-22). В этом случае дрейф СМП имеет периодический характер, как это следует из рис 12-9. Если бы, к примеру, величина Н-компоненты в районе обсерватории Мыс Челюскин H₂(t) начнет возрастать, а на обсерватории Резольют Бей $H_1(t)$ – уменьшаться, то, в принципе, может оказаться возможной ситуация, когда скорости увеличения Н-компонент на обеих обсерваториях окажутся равными и $\Delta H = 0$. В такой ситуации полюс остановится и может начать двигаться в обратном направлении. Существует вероятность того, что это произойдет именно в точке 2140 (1580). В этом случае дрейф СМП имеет колебательный характер. Если этого не произойдет и $H_2(t)$ будет продолжать уменьшаться, а $H_1(t)$ – возрастать *как это видно из рис. 14-20), СМП может «проскочить» точку 1580 (2140), и устремиться навстречу с ЮМП. В этом случае существует вероятность того, что на Земле началась инверсия, либо очередной экскурс.

Последнее наблюдение на этих обсерваториях известны до 2007 г. Последнее измерения положения СМП производилось группой Л. Ньюитта в мае 2007. Прогноз положения СМП-2007, полученный по анализу данных обсерваторий (120°W; 84°10'N) практически совпал с измеренным местоположением полюса (123.44°W; 84.01°N). Рисунок 14-20 позволяет оценить, - насколько продвинется полюс к 2010 году: полюс может пойти за три года расстояние в 200 км, скорость дрейфа СМП вырастет до 70 км/год. Очевидно, что, если ситуация не изменится, полюс к 2015 – 2020 гг. пересечет меридиан 180° и перейдет в восточное полушарие. Двигаясь на юг, он может достичь положения ЮМП примерно к 2400 году. Это означает, что в наше время происходит инверсия, или экскурс.

О связи между джерками и дрейфом магнитных полюсов. Для выяснения этого вопроса, представим скорость дрейфа магнитного полюса как:

 $V = dL/dt = (dH/dt) / (dH/dL), \qquad (14.18)$

где dH/dt суммарное изменение величины горизонтальной компоненты геомагнитного поля в районе магнитного полюса. Для СМП и ЮМП эта величина составляет ≈ 40 нТл/год. Пространственные градиенты *H*-компоненты геомагнитного поля (dH/dL) в районах дрейфа полюсов значительно различаются: dH/dL в районе СМП ≈ 1 нТл/км; в районе ЮМП ≈ 10 нТл/км. Подстановка в (14.18) пространственных и временных градиентов поля *H*-компоненты (Паркинсон, 1986) показывает их совпадение с измеренными скоростями дрейфа магнитных полюсов. Как отмечалось, современные (2005г.) скорости дрейфа: СМП ≈ 40 км/год, ЮМП ≈ 4 км/год.

Зависимость dY/dt (dD/dt) (Mandea et al., 2000) показывает, что по мере того, как амплитуда dY/dt с течением времени уменьшается, частота проявления джерков (ω величина обратная интервалу времени между событиями, когда $d^2Y/dt^2 = 0$) – возрастает. Причём это происходит таким образом, что произведение $Y \times \omega$, ($dY/dt \times \omega$) остается примерно постоянным. Подобный процесс можно описать уравнением колебаний с мягкой упругой силой (уравнением для осциллятора с затуханием) (Берже и др. 1991):

 $m(d^2x/dt^2) + \varphi(dx/dt) + f(x) = F \cos \omega t.$ (14.19) Первый компонент левой части уравнения (19) характеризует силу инерции. Второй, – силу сопротивления (затухания), третий, - восстанавливающую (упругую) силу. После знака равенства, справа, в уравнении (19) - внешняя, возмущающая сила. Если она равна нулю (*F cos wt* = 0), то уравнение (19) характеризует затухающие колебания. Например, уравнение:

$$m(d^{2}x/dt^{2}) + \varphi(dx/dt) + f(x) = 0$$
(14.20)

описывает движение маятника при наличии сил сопротивления. Не вдаваясь пока в физику джерков и физику генерации геомагнитного поля, вместо (14.20) применим уравнение Ван дер Поля (Уиттекер, Ватсон, 1963):

$${}^{2}Y/dt^{2} - \gamma [1 - Y^{2}/Y_{o}^{2}] dY/dt + \omega^{2}Y = 0, \qquad (14.21)$$

здесь Y_o – исходная амплитуда, γ - коэффициент затухания, ω - частота, $\omega^2 Y$ – упругая сила. Уравнение (14.21) характеризует поведение осциллятора с вынуждающей силой, в котором колебания с малой амплитудой усиливаются, а колебания с большой амплитудой – затухают. Решение этого уравнения:

$$Y(t) = Y_o \exp(-\gamma t/2) \cos(\omega t + \varphi),$$

при соответствующем подборе коэффициентов может с хорошей точностью описать зависимость dY/dt от времени, полученную из наблюдений. Учет упругой силы в (14.21) соответствует экспериментально наблюдаемой зависимости: $\omega^2 \sim 1/Y$.

В рассматриваемом случае фазовый портрет уравнения (14.21) соответствует сходящейся спирали: $\gamma > 0$. Механическим эквивалентом такой системы может быть модель, в которой шарик совершает колебательные движения в сферическом объеме, в нижней части которого имеется отверстие, размером чуть больше диаметра шарика. Когда

шарик приходит в равновесие и успокаивается (dY/dt = 0), он проваливается в дырку (происходит бифуркация) и попадает в другой объем, аналогичный первому и т.д. Процесс повторяется при условии несовместимости отверстий этих объёмов. Шарик, попадая в нижний объем, теряет часть своей потенциальной энергии.



Рис. 14-23. Механическая модель изменения частоты джерков со временем (рис. 14-18).

Рассмотрим процесс возникновения джерков в контексте поведения геомагнитного поля в момент времени, предшествующий инверсии. Можно ли связать частоту образования джерков с бифуркацией, возникающей после установления в системе неустойчивого равновесия, с одной стороны. И, с другой, - попытаться выявить феноменологию экспериментально наблюдаемой связи увеличения скорости дрейфа СМП и увеличения частоты джерков ω : $V \sim dH/dt \sim \omega$. Как следует из наших рассуждений, $\omega^2 \sim 1/Y$, однако, если скорость V однозначно (по модели) связана с dH/dt, то в геомагнетизме связь между dH/dt и dY/dt неоднозначна, следовательно, нет и прямой связи между V и ω .

Зададимся вопросом, как долго может продолжаться ускорение СМП в случае инверсии? Скорость дрейфа магнитного полюса: V = dL/dt, где $L = k t^2$, или $V \sim t$, т.е. скорость дрейфа СМП, согласно (14-20), будет и дальше возрастать со временем. Процесс будет продолжаться до тех пор, пока градиент dH/dL будет оставаться малым, что характерно для полярной области. Как только градиент dH/dL возрастет, а именно так и должно произойти по мере приближения СМП к одной из магнитных аномалий, скорость СМП – уменьшится (т.к. $V \sim dL/dH$).

Предварительное обсуждение. Автор комментария (Campbell, 2003) к работам (Newitt et al. 2002; Barton, 2002) ставит под сомнение целесообразность самой идеи регистрации дрейфа магнитных полюсов. В качестве аргумента он приводит математическую модель описания геомагнитного поля в виде диполя, смещенного относительно центра Земли. По мнению автора, в такой ситуации вертикальность вектора поля и равенство нулю горизонтальной компоненты, ничего не означает, а является лишь следствием смещения оси генерации поля относительно оси вращения Земли. Авторы (Barton, Newitt, 2003) возражают против такого подхода, объясняя Кэмбеллу (Campbell, 2003) то, что реальная физическая модель геомагнитного поля не может быть подменена математической моделью. Предлагаемый Кэмбеллом пример математического описания поля далеко не единственный. Например, можно сослаться на цикл работ Олдрижда (Alldridge, 1987), в которых он описывает геомагнитное поле не путем разложения его в спектр, как Кэмбелл,

а путем подбора неограниченного количества радиальных диполей. В этом случае, как и в первом, математическая модель ни в коей мере не объясняет природу реального геомагнитного поля. Как известно, в любой реальной модели генерации геомагнитного поля само магнитное поле является следствием протекания электрического тока (или перемещения проводящей жидкости с вмороженным в неё магнитным полем) по проводящему токовому кольцу. В этом плане идеи Олдрижда значительно ближе, по сути, к физической модели геомагнитного поля, чем разложение поля в ряд Гаусса.

Олдридж путем оптимизации расположения токовых колец пришел к заключению, что их самое оптимальное положение соответствует границе внутреннего ядра (глава 12). Этот вывод согласуется с идеей генерации геомагнитного поля на границе внутреннего ядра (в F–слое), следующее из нашей модели горячей Земли. В этой модели дипольный источник представляет собой дифференциальное токовое кольцо, латеральные неоднородности которого точно соответствуют выявленной латеральной анизотропии внутреннего ядра. Заметим, что результаты исследования анизотропии внутреннего ядра опровергают возможность размещения реального источника поля в виде смещенного диполя.

Дрейф магнитных полюсов (направление и скорость дрейфа) - является одной из важнейших характеристик геомагнетизма. Это тем более важно, что направления дрейфа и скорости палеомагнитных полюсов в периоды спокойного поля (Tarling, Abdeldayem, 1996) существенно различаются по сравнению с направлениями и скоростями современных магнитных полюсов.

Мы отмечали выше, что важную роль в движении полюсов в момент инверсии играют ГМА. Эти аномалии в гидродинамической модели, являясь вихрями Россби, они переносят тепло в F-слое между внутренним и внешним ядром, где, согласно модели, происходят фазовые переходы первого рода. Температура фазового перехода при заданном давлении величина постоянная, а термодинамическая система стремится поддержать её на заданном уровне. Если принять эту идею, то оказывается, что явления, получившие в геомагнетизме название джерки, представляют собой маркированные магнитным полем вариации температуры при релаксации системы к температуре фазового перехода. Увеличение частоты джерков и уменьшение их амплитуды означает выход системы на неустойчивую асимптоту, при которой происходит смена режима – бифуркация. В такой модели ускорение полюсов и увеличение частоты джерков может характеризовать, том числе и начало инверсии, или очередного экскурса. Однако имеющиеся в нашем распоряжении данные по джеркам и дрейфу магнитных полюсов не дают оснований для того, чтобы определенно ответить, началась ли в настоящее время инверсия или нет.

Южный магнитный полюс. Модель дрейфа южного магнитного полюса (ЮМП) аналогична модели дрейфа СМП. Как и раньше, рассматриваемые в модели источники будем представлять диполями. Допустим, что мы имеем два диполя интенсивностью A и B, находящихся на расстоянии x (в географических градусах) один от другого. Наша задача состоит в том, чтобы найти расстояние k (внутри отрезка x), показывающее положение МП. Условие равенства нулю горизонтальных компонент источников можно записать в следующем виде (Кузнецов, 1998-б):

 $A \cos (\pi/2 + k) + B \cos \{\pi/2 + (x - k)\} = 0.$ (14.22) Решение уравнения (20.22): $c tg k = (A/B + \cos x)/\sin x$. Если: A = B, то: k = x/2; если A = 0, то: k = x; если B = 0, то: k = 0. Так как $x << \pi/2$ (т.е. источники расположены один относительно другого ближе, чем 90 географических градусов), то для представления наших функций вместо тригонометрических кривых можно использовать наклонные прямые, пересекающие горизонтальную ось в точках расположения источников A и B. Представим себе, что источник A соответствует аномалии, а B - дипольному основному полю. Если их интенсивности равны, то местоположение МП: k = x/2. Допустим, что A не меняется со временем, а B - уменьшается. Уменьшение интенсивности источника дипольного поля вызовет смещение МП влево. В точках 1, A и 2, в результате этого уменьшения, H-компонента поля уменьшится. Уменьшится она и в точке 5, а в точках 3 и 4 - увеличится. В точке В, как следует из нашей схемы, величина H-компоненты останется без изменения. Допустим, что ЮМП действительно дрейфует в направлении от дипольного источника (интенсивность которого, как известно, убывает со скоростью 5% за 100 лет), к глобальной магнитной Антарктической (Южной) аномалии. Тогда, в этом регионе должна наблюдаться выявленная нами особенность: уменьшение величины H-компоненты "левее" и "правее" МП, увеличение ее в области, примыкающей к МП и отсутствие вариации H-компоненты в районе положения дипольного, основного поля.

С целью проверки этого предположения, были исследованы временные зависимости *H*-компонент на 16 магнитных обсерваториях, расположенных в Австралии, Новой Зеландии, Антарктиде и на островах, ближайших к этим материкам, приведенные в (Головков и др. 1993). Перечень обсерваторий, их географические координаты и характер зависимости величины *Н*-компоненты: ↑ - возрастает, ↓ - убывает, о - не меняется, представлены в Таблице 4. Рисунок 14-25 показывает пространственное распределение характера изменения величины *Н*-компоненты поля. Проецируя данные обсерваторий на 140° Е меридиан, легко видеть, что область, в которой *H*-компонента возрастает, соответствует примерно 65° - 85° S. В районе 85° - 90° S величина *H*-компоненты поля В других районах: $< 65^{\circ}$ и $> 90^{\circ}$ (см. рис. 14-25) - поле уменьшается. постоянна. Замеченная особенность поведения Н-компоненты поля в пространстве и во времени подтверждает нашу модель. (Знак "> 90°" надо понимать условно, т.к. широты, большей чем 90°, - быть не может).



Рис. 14-24. Схема дрейфа южного магнитного полюса (ЮМП). *Н*-компоненты поля изображены прямыми. А и В – источники поля, 1 – 5 – точки наблюдений. Звездочка – ЮМП.

la 4				
		Lat. 00° 00'	Long. 000° 00'	↑ o ↓
1	Toolangi	37 32	145 28	\rightarrow
2	Gnangara	31 47	115 57	\rightarrow
3	Amberli	43 09	172 43	\rightarrow
4	Macquarie	54 30	158 57	\rightarrow
5	Dumont d'Urville	66 40	140 00	\rightarrow
6	Мирный	66 33	93 01	\uparrow
7	Scott Base	77 51	166 47	\uparrow
8	Восток	78 27	106 52	\uparrow

Таблица 4

9	Casey	66 17	110 32	\uparrow
10	South Pole	90 00	346 41	\uparrow
11	Orcadas	60 44	315 13	\rightarrow
12	Argentine Island	65 15	295 45	\rightarrow
13	Syowa Base	69 02	39 36	0
14	Sanae	70 19	357 40	\rightarrow
15	Hallett Station	72 18	170 14	\leftarrow
16	Byrd Station	79 59	240 00	\leftarrow

Как следует из рис. 14-26-а, координаты ЮМП надежно измерены начиная примерно с 1965 г. Известно, что полюс находился непосредственно в районе обсерватории Dumont d'Urville в 1959 г., когда Х-компонента была равна нулю. Можно ли сказать что-либо определенное о траектории дрейфа ЮМП раньше (до 1959г). Насколько она соответствует нашей модели? Находился ли ЮМП в 1909 г действительно там, где он был определен Маусоном? Знание данных австралийских обсерваторий и особенно, обсерватории Toolangi, начавшей работать примерно в 1860 г, позволяет ответить на эти вопросы. Для этого воспользуемся данными обсерваторий (с 1 по 9 из Таблицы 4) для оценки поведения во времени виртуальных магнитных полюсов (ВМП).



Рис. 14-25. Расположение магнитных обсерваторий в районе ЮМП, 1 – в которых *Н*-компонента поля возрастает со временем, 2 – убывает, 3 – не меняется.

Изменение координат ВМП в течение периода работы обсерваторий изображено на рисунке20-25. Здесь же приведен дрейф ЮМП с 1965 по 1990 г.г. Из рис. 14-27 видно, что и ВМП, и ЮМП движутся вдоль меридианов на север. На рисунке отдельной звездочкой с координатами 72° S и 155° Е изображено положение ЮМП определенное в 1909 во время экспедиции Шеклтона (Маусон). Из рисунка видно, что виртуальные полюса явно группируются в две области. Одна, тяготеющая к 120°-меридиану, принадлежит к обсерваториям Новой Зеландии и Австралии (1-4 на рисунке и в таблице 4). Другая группа 150°-меридиана, BMП. расположенная вблизи показывает ВМП обсерваторий Антарктиды (9 табл. 4). Виртуальные полюса, определенные по данным обсерватории Дюмон д'Юрвиль, располагаются вблизи ЮМП.



Рис. 14-26. Прогноз положения широты ЮМП - **a**, изменение во времени интенсивности *H*-компоненты на обсерваториях Dumont d'Urville - **b** и Macquarie - **c**, показывают плавный ход этого параметра.



Рис. 14-27. Изменение координат ЮМП (с 1965 по 1990 г.г.) и ВМП в течение периода работы обсерваторий (1-9 на рис. и в табл. 4). Звездочка с координатами 72° S и 155° Е - положение ЮМП, определенное в 1909 г. во время экспедиции Шеклтона.

Рисунок 14-27 демонстрирует, что ЮМП находится примерно посередине между этими областями, отстоя от каждой на 8.5°. Из анализа характера движения австралийских и новозеландских ВМП следует, что примерно в 1920 произошло изменение направления движения ЮМП. Южный полюс отклонился от первоначального направления дрейфа к востоку на 2-3 градуса, а затем вернулся к прежнему, северному направлению дрейфа вдоль меридиана.

Хорошее совпадение между направлением и величинами скоростей дрейфа ЮМП и ВМП дает основание путем простого геометрического преобразования получить возможный путь дрейфа ЮМП (см. вставку внизу на рис. 14-27) начиная с 1860 года (года начала работы обсерватории Туланги). Такое "восстановление" пути дрейфа ЮМП представляется автору вполне обоснованным. Однако в этом случае оказывается, что измерение положения ЮМП, выполненное участниками экспедиции Э. Шеклтона в 1909 (отдельная звездочка на рисунке) году, отстоит от определенного нами положения ЮМП в 1910 г. примерно на 500 км. Могли ли авторы этого определения так ошибиться? В пользу этого и справедливости нашей оценки, приведем еще один достаточно важный на наш взгляд аргумент. Если бы южный магнитный полюс действительно находился в 1909 году там, где его обнаружил профессор Моусон, то скорость его дрейфа за 50 лет (с 1909 по 1960) была бы не 6 км/год (как сейчас), а примерно в 2 - 3 раза быстрее. Такое "ускорение" движения ЮМП обязательно нашло бы отражение в данных магнитных обсерваторий Австралии и Новой Зеландии, чего реально не наблюдается.

Картина дрейфа ЮМП, отличающаяся от нашей, представлена в работе (Barton et al., 1986), где авторы пытаются совместить данные по современному дрейфу ЮМП с прошлыми измерениями. Подобная картина дрейфа ЮМП приведена в работе (Dawson, Newitt; 1982).

Попытаемся восстановить характер дрейфа ЮМП, по крайней мере, за последние 100 лет. Воспользуемся для этого данными обсерватории Туланги и предположим, что изменение величины *H*-компоненты прямо связано с величиной и направлением скорости дрейфа ЮМП ($v_{dp} \sim dH/dt$). Известно, что в 1860 г. скорость дрейфа полюса уменьшалась до нуля, а в 1920-30 г.г. она даже меняла знак. Эти факты не противоречат нашей модели, наоборот, находят в ней простое объяснение. Для этого достаточно того, чтобы по какойлибо причине изменился характер вариации величины одного (или обеих) источников поля: аномалии, либо основного поля. Ход зависимости скорости дрейфа ЮМП показывает, что наша оценка местоположения ЮМП-99, сделанная выше, правильна. Повидимому, Бартон и Ньюитт, восстанавливая картину дрейфа ЮМП, были не совсем точны.

В заключение оценим географическое положение источников: дипольного (ДИ) и ГМА. Очевидно, что они близки к 140° Е-меридиану. Из нашей модели следует, что ДИ должен находиться в области, где Н-компонента не меняется. Это происходит примерно на 85° - 90° S. "Выберем" координату ДИ = 85° S. Как оценить положение источника ГМА? Воспользуемся правилом, согласно которому магнитное поле двух источников выглядит как от одного, если их интенсивности различаются меньше чем в 0.67, а их эпицентры отстоят друг от друга меньше чем на 40° (Knapp, 1955).

Аномалия "Южный полюс" обычно представляется как следствие одного источника - ДИ. По нашей модели она "обязана" аддитивному сложению интенсивностей двух источников: ДИ и ГМА. Согласно модели, интенсивности обеих источников соизмеримы. Все это дает основание предположить, что расстояние между ними может оказаться порядка 35° (т. е. < 40°). В этом случае положение источника ГМА будет соответствовать примерно 50° S. В настоящее время ЮМП дрейфует в районе 65°. Это может говорить, в рамках наших предположений и оценок, о том, что интенсивности ДИ/ГМА соотносятся как 0.75 или, примерно, 30 и 37 мкТл, соответственно.

Дрейф полюсов в момент инверсии. Как мы отмечали выше, полюса дрейфуют в момент инверсии по вполне определенным траекториям. Выяснилось, что в момент инверсии виртуальные геомагнитные полюса (ВГП) движутся не по случайным траекториям, а совсем наоборот, направления их дрейфа вполне однозначны. Выделяются всего две трассы дрейфа ВГП. Одна из них "проходит" через Центральную Азию и

Австралию, другая, через обе Америки (см. рис. 14-28). Обе трассы сравнительно близки к 90°-меридиану в западном и восточном полушариях (Constable, 1992). Многие работы посвящены исследованиям направлений дрейфа ВГП: (Clement, 1991; Tric et al. 1991; Koci, 1990; Gubbins, Coe, 1993; Gubbins, 1993; Gubbins, Sarson, 1994; Jackson, 1992; McFadden, 1992; McFadden et al., 1993; Hollerbach, Jones, 1993; Constable, 1993). В других рассматриваются возможные модели дрейфа, естественно, исходя из концепции динамо механизма генерации магнитного поля Земли: (Gubbins, Coe, 1993; Gubbins, 1993; Jackson, 1992; McFadden, 1992; McFadden et al., 1993; Hollerbach, Jones, 1993; Gubbins, 1993; Jackson, 1992; McFadden, 1992; McFadden et al., 1993; Hollerbach, Jones, 1993; Gubbins, 1993; Jackson, 1992; McFadden, 1992; McFadden et al., 1993; Hollerbach, Jones, 1993; Gubbins, 1993; Jackson, 1992; McFadden, 1992; McFadden et al., 1993; Hollerbach, Jones, 1993; Gubbins, 1993; Jackson, 1992; McFadden, 1992; McFadden et al., 1993; Hollerbach, Jones, 1993; Gubbins, 1993; Jackson, 1992; McFadden, 1992; McFadden et al., 1993; Hollerbach, Jones, 1993). Поток статей на эту тему не прекращается и количество предлагаемых моделей возрастает. Недавно вышла в свет вторая редакция книги (Jacobs, 1994), целиком посвященной этой проблеме. Это означает только то, что проблема интересует научное сообщество и не находит пока "разумного" решения. Коснемся этой проблемы чуть подробнее.



Рис. 14-28. Пути дрейфа магнитного полюса во время инверсий (Constable, 1992; Kuznetsov, 1999), 1-4 ГМА.

Клемент показал, что распределение трасс ВГП по земному шару в момент смены полярности МПЗ между эпохами Matuyama-Brunhes (Clement, 1991) обладает определенной симметрией. Автор обнаружил, что ВГП разбросаны по всему земному шару, однако, наибольшее количество их определений в момент инверсии Matuyama-Brunhes приходится на "полосу" 60° W \pm 30° , при этом антиподальная часть ВГП занимает "коридор" вдоль 110° E (± 30°). В работе (Tric et al. 1991) изучалось распределение траекторий дрейфа ВГП в течение инверсии Upper-Olduvai. Авторы выделили два случая смены полярности МПЗ с обратной на нормальную ($R \rightarrow N$) и при обратной перемене (N → R). ВГП двигались только по Американским континентам. Авторы полагают, что ВГП в данном случае "предпочитали" Америку по сравнению с Азией и Австралией. Автор (Косі, 1990) зафиксировал интересную особенность дрейфа ВГП в момент инверсии, происходящей после экскурса Jaramillo. Виртуальный полюс дрейфовал из южного полушария в северное от 90°S до 20°S, затем его "трасса" прервалась и ВГП "обнаружился" в северном полушарии на широте 40°N и дальше двигался к северу вдоль 90°Е-меридиана. Ряд авторов (Clement, 1991; Tric et al. 1991; Gubbins, Coe, 1993) полагают, что ВГП в момент (N \rightarrow R) дрейфуют по Азии-Австралии, а в момент (R \rightarrow N) вдоль Американских континентов.

Проблема дрейфа ВГП в момент инверсии рассматривалась в статьях (Fuller et al., 1996; Mc Fadden, Merrill, 1995; Gubbins, Sarson, 1994), опубликованных в самое последнее время. Авторы этих работ, анализируя все предшествующие попытки (основанные на

использовании модели магнитного динамо) найти объяснение особенностям дрейфа ВГП, приходят к заключению, что пока это явление все еще остается загадочным (Fuller et al., 1996). Рассмотрим, как эта проблема решается в рамках нашей модели дрейфа магнитных полюсов.



Рис. 14-29. (а) Н-компонента геомагнитного поля вдоль 90° меридиана. Синусоида, смещенная на запад на 20°. Разность между этими кривыми -(b). Кривые, показывающие изменение интенсивности источников поля (c): 1) Н-компонента геомагнитного поля, 2) дипольная компонента поля, 3), 4), 5), 6) - Бразильская, Канадская, Сибирская и Антарктическая ГМА (соответственно), 7) - сумма источников: дипольного и 4-х ГМА (Kuznetsov, 1999).

В первом приближении МПЗ дипольно. Магнитные силовые линии "выходят" из ЮМП и "входят" в СМП. Будем считать, что в нашей двумерной модели величина поля вдоль силовой магнитной линии положительна, если линия направлена по часовой стрелке и отрицательна, если - против. Совместим (Kuznetsov, 1999) начало отсчета двумерного поля (0°) с южным географическим полюсом, тогда на северном будет 180° и т.д. Если бы географические и магнитные полюса совпадали, то МПЗ представляло бы собой синусоиду с началом на ЮМП. Это не как, и поэтому "магнитная" синусоида сдвинута примерно на 20°. Реальное магнитное поле значительно отличается от идеализированного. Рисунок 14-29-а показывает распределение интенсивности Н-компоненты МПЗ вдоль 90°-меридиана в восточном и западном полушариях. Здесь же проведена «сдвинутая» синусоида, которая обозначает собой дипольную часть МПЗ. Рисунок 14-29-b показывает недипольную часть МПЗ. Как следует из нашей модели, недипольная часть поля определяется наличием источников поля ГМА, поэтому, задача сводится к представлянию недипольной части МПЗ, как суммы полей источников аномалий. Рисунок 14-29-с демонстрирует такую возможность.

Обозначим источники: А для основного (дипольного) поля, В - поля Бразильской аномалии, С - Канадской, D - Сибирской и Е - поля Антарктической аномалии. Полагаем, что все аномалии размещаются на одном меридиане. Начало координат относим к

Южному полюсу. Как известно, эпицентр Бразильской аномалии располагается на широте 15° S. В наших координатах это соответствует: $x_1 = 75^\circ$, для Канадской аномалии (C) $x_2 = 145^\circ$, для Сибирской (D) $x_3 = 203^\circ$, и, наконец, Антарктическая (E) находится на координате $x_4 = 330^\circ$. Дипольный источник (A) несколько смещен относительно географического нуля и соответствует 340° ($x_0 = -20^\circ$). Углы α , при которых H-компоненты МПЗ равны нулю (H = 0), определяют положения магнитных полюсов. В нашей системе координат: $\alpha_1 = 168^\circ$ для Северного магнитного полюса и $\alpha_2 = 335^\circ$ для Южного.

Запишем уравнение для Н-компоненты МПЗ, как суммы дипольного источника и источников четырех аномалий:

 $H = A \sin (\alpha + x_0) - B \sin (\alpha - x_1) k_1 - C \sin (\alpha - x_2) k_2 -$ $D \sin (\alpha - x_3) k_3 - E \sin (\alpha - x_4) k_4,$ (14-23)

здесь $k_i = [1 - 0.2 \cos (\alpha - k_i)]/[1 - 0.4\cos (\alpha - k_i)]^{5/2}$, (i = 1, 2, 3, 4).

Приравнивая нулю выражение (23), получаем два решения, определяющие положения магнитных полюсов α_1 и α_2 .

Сумма кривых, описывающих интенсивность H-компоненты МПЗ, наилучшим образом совпадает с наблюдаемым распределением горизонтальной компоненты МПЗ вдоль 90-градусного меридиана, если интенсивности источников присвоить значения: A = 20 мкTл, B = 4 мкTл, C = 6 мкTл, D = 9 мкTл и E = 4 мкTл. Эта ситуация отражена на рис. 6-27-с. Заметные расхождения между экспериментальной и расчетной кривыми наблюдаются на углах 30-90° и 180-240°

Обсуждение модели дрейфа в момент инверсии. Ключевая идея нашей модели заключается в том, что в момент, когда A = 0, МПЗ равно суммарному полю ГМА, а МП должен указывать на эпицентр ближайшей глобальной магнитной аномалии. Действительно, как показано в (Petrova, 1990), виртуальные полюса, зарегистрированные в Сибири в период инверсии Matuama-Brunhes, ориентированы на глобальную магнитную аномалию. Этот факт подтверждает справедливость нашей модели, из которой следует, что в момент, когда A = 0, СМП мог бы находиться либо в точке с координатой 160° (КМА), либо 210°. ЮМП в этот момент находился в точке 330°, т.е. тоже в области влияния АМА. Этот рисунок показывает, что в этот момент (A = 0) МПЗ может иметь два МП в районах северных ГМА.

Момент времени, в течение которого сохраняется A = 0, по-видимому, не столь велик, и весь предшествующий ему период, когда $A \rightarrow 0$, не оказывал существенного влияния на дрейф МП. Собственно смена положений полюсов начинается в тот момент, когда начинается увеличение A обратного знака (- A). Рис. 14-30 демонстрирует "картину" дрейфа полюсов, следующую из нашей модели. Здесь величина A постепенно увеличивает свое значение от - 10 до - 30 мкТл. Появление даже небольшой по величине (порядка 10 мкТл) дипольной части МПЗ обратного знака, однозначно "устанавливает" наличие всего двух МП (см. рис. 14-30-а).

Положение (на нашей шкале) СМП соответствует 180° , а ЮМП 330° . Дальнейшее возрастание А приводит не только к тому, что МП начинают перемещаться в пространстве, но и к возникновению новых МП (A = - 15 мкТл, рис. 14-30-б). Этот рисунок фиксирует факт "рождения" (угол примерно 90°) пары "новых" полюсов. При дальнейшем увеличении А, "новые" полюса начинают "разъезжаться", в то время как "прежние" МП сближаются (рис. 14-30-в, A = -20 мкТл). Магнитное поле в этом случае становится квадрупольным. (Обратим внимание на то, что возможность проявления квадрупольного характера магнитного поля Земли в момент инверсии была отмечена в работе (Fuller et al., 1996), где, правда, не было объяснено, каким образом могла бы

возникнуть подобная структура поля). Два "прежних" полюса продолжают сближаться и, в конечном счете, взаимно уничтожаются - аннигилируют (см. рис. 14-30-г, где A = - 23 мкТл, угол аннигиляции $\approx 240^{\circ}$). На рис. 14-30-д величина дипольной компоненты достигает A = - 30 мкТл, магнитное поле приобретает явно выраженный дипольный характер, при этом магнитные полюса занимают положения: ЮМП $\approx 0^{\circ}$ и СМП $\approx 150^{\circ}$.



Рис. 14-30. Схема дрейфа полюсов. Величина А увеличивает свое значение от - 10 до - 30 мкТл: а) А = - 10 мкТл; б) А = - 15 мкТл; в) А = - 20 мкТл; г) А = - 23 мкТл; д) А = - 30 мкТл (Kuznetsov, 1999).

В нашей модели ВГП перемещаются по обоим полушариям. Наличие такого явления, как взаимное уничтожение полюсов объясняет "загадочное" исчезновение ВГП в процессе его дрейфа. Здесь рассмотрен только один тип инверсии: $N \rightarrow R$. Модель базируется на использовании "остаточного" поля присущего ГМА. Мы не можем проверить, каким будет поле аномалий при обратной полярности дипольной части МПЗ. Поэтому, модель не в состоянии так же подробно рассмотреть движение ВГП в обратном направлении. В этой связи, модель не может ответить на вопрос: всегда ли дрейф полюсов занимает оба полушария, или есть ситуация, когда полюса меняются местами только по трассе, в одном полушарии?

Необходимо затронуть еще один момент в модели, касающийся не совсем удовлетворительной подгонки суммарного поля ГМА к реальному полю Земли на углах 30° - 90° и 180° - 240° (рис. 14-29-с). Заметим, что в первом случае, это область влияния БМА, во втором - СМА. Возможная причина состоит в том, что мы, в модели, использовали представление ГМА как радиального диполя. Если представить аномалию в виде наклоненного диполя, можно подогнать поле с лучшей точностью. Однако это не должно принципиально изменить ни нашей модели, ни приведенных выше результатов.

Возникает вопрос: как часто в истории Земли повторялось это явление? Оказывается, все инверсии и экскурсы, которые происходили в течение, по крайней мере,

последних 12 млн. лет обладают этой особенностью - полюса дрейфуют по траекториям вдоль 90° - меридианов. О чем это может говорить:

- о том, что структура магнитного поля примерно совпадает с современной морфологией поля;

- магнитные аномалии, это очень "долгоживущие" образования;

- наша модель влияния ГМА на движение магнитных полюсов справедлива, по крайней мере, в течение последних 12 млн. лет.

20. 5. Обсуждение модели.

Предложенную идею генерации магнитного поля Земли можно рассматривать как некоторую попытку разработки модели, альтернативной магнитному динамо. Основная идея состоит в согласовании модели генерации МПЗ с моделью "горячей" Земли, с одной стороны, а с другой, в согласовании между собой в одной непротиворечивой модели самых различных сторон явлений, связанных с геомагнетизмом и магнетизмом других планет. В этой модели была сделана попытка, рассмотреть в едином контексте такие явления как: генерация основного поля и его инверсии; наличие магнитных аномалий, джерков и фокусов векового хода, движение магнитных полюсов в наше время и в геологическом прошлом.

В модели, по мнению автора, удачно решены некоторые вопросы:

- Наличие фазового перехода в F-слое определяет источник энергии теплового потока, движений материков и плит, магнитного поля Земли.

- Смена режима работы фазового перехода автоматически приводит к изменению геодинамического режима Земли и перемене полярности (инверсии) ее магнитного поля.

- Суточное вращение разделенных на толщину F-слоя электрических зарядов, образовавшихся при фазовом переходе, обеспечивает появление "затравочного" магнитного поля *B*_o, которое, усиливаясь, преобразуется в МПЗ.

- Полярность электрического поля E_R изменяется с изменением режима работы фазового перехода. Это приводит с смене направления магнитного поля B_o и смене полярности МПЗ.

- Постоянство магнитного поля Земли во времени определяется в модели постоянством *pT*-параметров в области фазового перехода, которые являются достаточно стабильными.

- Относительная независимость от основного поля Земли источника магнитного поля ГМА. Модель, в которой реализуется независимое изменение поля ГМА, позволила найти объяснение современному дрейфу магнитных полюсов и их дрейфу в геологическом прошлом.

- Представление ФВХ как гидродинамические вихри Россби, у которых западный дрейф определяется кориолисовыми силами, позволило найти простое объяснение западному дрейфу не применяя идеи «прокручивания» ядра относительно мантии, как в модели холодной Земли.

- Модель джерков, как результат изменения режима авторегулирования температуры в области генерации ГМА хорошо «вписалась» в термодинамику горячей модели. Явление джерков широко дискутируется в литературе, причем даже существует точка зрения, что это скорее магнитосферные процессы.

- Модель открывает путь к объяснению особенностей магнитных полей планет, Луны и спутников больших планет.

Возникает вопрос о том, имеются ли какие-нибудь особенности на Земле, которые можно истолковать в поддержку нашей модели? Так как наша модель определяет конкретное положение области генерации - границу между внутренним и внешним ядром (F-слой), то вопрос должен касаться именно этой области. В самое последнее время, именно на границе внутреннего ядра была обнаружена цилиндрическая анизотропия акустических свойств (Кузнецов и др., 1989; Кузнецов, 1997), расположенная вдоль оси

вращения. Эти результаты находятся в соответствии с нашей моделью генерации геомагнитного поля.

20. 6. Магнитное поле планет и спутников.

Продвижение в изучении магнитных полей планет и спутников достигнуто благодаря успехам космической технологии. Начало исследованиям было положено измерениями магнитного поля Луны, проведенными космическим аппаратом Луна-2 (Долгинов, 1982). За минувшие годы были измерены магнитные поля планет: Меркурия, Венеры, Марса, Юпитера, Сатурна, Урана, и спутников: Луны, Ио, Ганимеда и Титана. Поразительным открытием в этом цикле работ было обнаружение следов магнитного поля на спутниках планет-гигантов. Похоже, завершился более чем двадцатилетний спор между нашими (Долгинов) и американскими (Russell) магнитологами о том, имеется ли на Марсе дипольное поле, или оно только осталось в горных породах. Последнюю "точку" в этом споре поставил американский космический аппарат "Марс-Глобал-Сервейер", который вышел на орбиту вокруг Марса в сентябре 1997 г. и получил убедительные данные о существовании в марсианской коре остаточной намагниченности - "вмороженной" памяти о когда-то существовавшем магнитном поле.



Рис. 14-31. Морфология магнитного поля Юпитера и Земли.

К сожалению, такой ясности нет с магнитным полем Венеры, не удается обнаружить каких-либо убедительных данных о результатах его измерения. То, что на Венере нет дипольного поля не вызывает сомнений, но было ли оно раньше? Ответ на этот вопрос весьма интересен в контексте нашей модели. Если его никогда не было, значит можно оценить минимально допустимую величину поля B_o , которое в значительной степени определяется скоростью вращения планеты. Тем интереснее, что Меркурий, который вращается всего в четыре раза быстрее Венеры, дипольным полем обладает. Если нет дипольного поля, но есть палеополе, то не происходит ли сейчас на Венере инверсия, или вещество внутреннего ядра Венеры уже релаксировало и генерация поля прекратилась?

Одна из последних сенсаций в области изучения магнитного поля спутников, это обнаружение магнитного поля на спутниках Юпитера во время посещения его окрестностей космической станцией Galileo. Особую дискуссию вызвало наличие

магнитного поля на Ганимеде (Stevenson, 1997; Crary, Bagenal, 1998). В этом плане обсуждались две возможности: Первая, это намагничивание горных пород Ганимеда магнитным полем Юпитера в более ранние времена, когда Ганимед был значительно ближе к Юпитеру, чем в настоящее время и, вторая возможность, это динамо в ядре Ганимеда. Однако, по данным о плотности ядра, на Ганимеде не может быть жидкого железного ядра, а оценки намагниченности пород от магнитного поля Юпитера дают только 5% от требуемой величины палеополя Ганимеда. Магнитологи высказывают и такие «фантастические» идеи относительно возможности генерации дипольного магнитного поля на Ганимеде в настоящее время. В любом случае, современные модели геомагнетизма не находят однозначного ответа на вопрос о магнитном поле на Ганимеде. Заметим, что эта задача очень близка и настолько же неразрешима, как и проблема генерации магнитного поля Луны, активно обсуждаемая учеными 20 и более лет тому назад (Runcorn, 1975).

Выше мы упоминали о том, что морфология геомагнитного поля весьма напоминает магнитное поле Юпитера (рис. 20-29). Для достижения большего эффекта, картина земного поля перевернута и вверху находится Южный полюс, а интенсивность поля Юпитера примерно в 10 раз выше, чем у Земли, однако общность этих проекций поразительна. Трудно себе представить, что Природа "выбрала" различные способы и механизмы для достижения таких похожих результатов. Еще раз хочется обратиться к Ньютону и вспомнить, что "Природа проста и не роскошествует излишними причинами вещей". В этом плане рассмотрим те данные о магнитных полях планет и спутников, которые известны на сегодня. Эти данные приведены в таблице 20.5 в первом столбце, во втором они же относительно геомагнитного поля. В третьем столбце приведены данные по скорости осевого вращения планет и спутников и их средний радиус. Эти данные потребуются нам для того, чтобы оценить, очень грубо, по порядку величин, возможное значение магнитного поля по нашей модели (н.м.).

Здесь необходимы пояснения. Дело в том, что по нашей модели величина дипольного поля: $B = \mu_0^2 (\sigma_X \sigma_R \omega/R) E_R S_X^2$. Положим, что электрические параметры токового контура для всех планет и спутников примерно одинаковы, а так же одинакова площадь S_X , занятая током, тогда мы можем записать: $B \sim \omega/R$, или: $B \sim 1/TR$.

Именно такая оценка относительного значения поля приведена в последнем столбце табл. 20.5. Это ориентировочная оценка, и к ней не надо относиться с особым доверием. Это связано с тем, что параметры: σ_X , σ_R , E_R и S_X , - могут быть различными у разных космических тел. Кроме этого, не совсем ясно, как сказывается величина ω . Затем, нам неизвестны величины ω и R планеты (спутника) в момент генерации дипольного поля и, наконец, мы не знаем, как могло бы происходить "старение" палеополя того или иного космического объекта. Поясним последнюю мысль на примере.

Все работы, посвященные интенсивности магнитного поля Земли в геологическом прошлом, показывают, что интенсивность поля раньше была в несколько раз выше и экспоненциально уменьшалась по мере приближения к настоящему времени. Чаще речь идет о виртуальном дипольном моменте p_m геомагнитного поля (Smith, 1967). Интенсивность земного поля в докембрии была примерно в 6 - 8 раз выше современного значения (R был примерно в два раза меньше, а $T \sim R^2$). Наша модель не противоречит экспериментальному факту уменьшения величины p_m .

В своих оценках мы, как правило, не учитывали эффект старения магнитных пород и, естественно, связанного с этим эффектом уменьшения интенсивности поля. Этот эффект действительно известен в палеомагнитологии. Оценим его возможную роль в оценке палеоинтенсивности поля. Положим, что процесс старения описывается экспонентой $exp(-t/\tau_0)$, где t - текущее время, а τ_0 - характерное время релаксации, в течение которого модуль палеополя уменьшается в 2.7 раза. Если принять $\tau_0 = 75$ млн. лет, то такая кривая неплохо описывает ход старения, следующий из нашей модели. Возникает вопрос: реально ли, чтобы интенсивность магнитного поля в течение такого срока

уменьшилась бы в *е* раз? Если это правдоподобно, то можно считать, что мы нашли еще один аргумент в пользу нашей модели...

Планета,	<i>B</i> , (Γc)	Поле, отн. Зем.	Т, сут	R, км	Поле
спутник					(модель)
Меркурий	$1.7 \ 10^{-3}$	5 10 ⁻³	59	2425	0.04
Венера	$< 310^{-5}$	0	243	6070	0.004
Земля	0,31	1	1	6378	1
Mapc	< 10 ⁻⁴	0	1	3395	2
Юпитер	4.2	10	0.4	71300	0.2
Сатурн	0.21	1	0.43	60100	0.25
Уран	0.25	1	0.7	24500	0.4
Луна	< 10 ⁻⁵	0	27.3	1738	0.13
Ио	-	0	1.7	1810	2
Ганимед	-	0	7	2600	0.35

Таблица 5

В заключение сформулируем основную идею геомагнетизма в модели горячей Земли:

- Земля рассматривается нами как саморегулирующаяся термодинамическая система.

- Процессы саморегуляции Земли происходят в F-слое. Здесь реализуются: фазовый переход (ФП) первого рода (конденсация-испарение), механизм образования и разделения электрических зарядов и образования двойного электрического слоя (ДЭС) и радиального электрического поля *E*_R.

- Суточное вращение ДЭС приводит к генерации слабого дипольного поля B_o . Это поле усиливается за счет холловского (или динамо) механизма, возникающего в области ФП под действием ортогональных E_R и B_o .

- Температура F-слоя за счет протекания процессов тепло и массопереноса поддерживается постоянной. В слое возникают: - стационарные вихри (глобальные магнитные аномалии), - вихри, движущиеся вдоль поверхности F-слоя в западном направлении (фокусы векового хода) (и те, и другие - вихри Россби), конвективные механизмы, приводящие к охлаждению или нагреву слоя, изменения режима ФП (переход от преимущества конденсации над испарением и наоборот) и т.п.

- Эти гидродинамические процессы происходят в хорошо проводящей двухфазной среде в "присутствии" дипольного поля. Возможны явления "вмораживания" поля в проводящую среду и "маркировки" этих процессов на земной поверхности, как известных явлений геомагнетизма, таких как глобальные магнитные аномалии, фокусы векового хода, джерки, экскурсы и инверсии.

- Модель генерации геомагнитного поля находит простое и естественное объяснение дрейфу магнитных полюсов.

Литература

Адушкин В.В., Ан В.А., Овчинников В.М., Краснощеков Д.Н. О скачке плотности на внутренней границе земного ядра по наблюдениям волн РkiКР на расстояниях 6°. ДАН. 1997. Т. 334. № 3. С.382-385.

Берже П., Помо И., Видаль К. Порядок и хаос. О детерминистском подходе к турбулентности. М.: Мир. 1991. 367 с.

Ботвиновский В.В. Моделирование генератора главного магнитного поля Земли с помощью магнитных диполей и токовых контуров. Дисс. на соиск. уч. ст. к.ф.-м.н. Новосибирск. 2000.

Головков В.П., Коломийцева Г.И., Коняшенко Л.П., Семенова Г.М. Каталог среднегодовых значений элементов геомагнитного поля на мировой сети магнитных обсерваторий. Выпуски XVI - XXX. 1983 - 1997. М.: ИЗМИРАН.

Долгинов Ш.Ш. Магнетизм планет. М.: 1982. 130 с. Итоги науки и техники. ВИНИТИ. Серия: Исследования космического пространства. Т. 18.

Кузнецов В.В. Физика Земли и солнечной системы (Модели образования и эволюции) 1984. Новосибирск: ИГГ. Вып. 639. 90 с.

Кузнецов В.В., Павлова И.В., Семаков Н.Н. Оценка степени недипольности главного магнитного поля Земли. ДАН СССР. 1987. Т. 296. № 4. С. 819-821.

Кузнецов В.В., Доровский В.Н., Семаков Н.Н. и Котляр П.Е. Физика Земли. Новый взгляд на некоторые проблемы. Новосибирск: Наука, 1989. 128 с.

Кузнецов В.В. Физика Земли и солнечной системы. Новосибирск: ИГиГ. 1990. 217 с. Кузнецов В.В., Павлова И.В., Семаков Н.Н. Оценка положения виртуальных магнитных полюсов (По результатам советско-канадских измерений в Центральной Арктике). Геология и геофизика. 1990. Т. 31. № 2. С. 115-116.

Кузнецов В.В. Фокусы векового хода как гидродинамические вихри Россби. ДАН. 1995. Т. 340. №. 5. С. 685-687.

Кузнецов В.В. Положение северного магнитного полюса в 1994 г. ДАН. 1996. Т. 348, N.3. C. 397- 399.

Кузнецов В.В. Анизотропия свойств внутреннего ядра. УФН. 1997. Т. 167. № 9. С. 1001-1012.

Кузнецов В.В. Связь фрактальных свойств и масштабной инвариантности инверсий магнитного поля с изменением режима конвекции в ядре Земли. Геомагнетизм и Аэрономия. 1998-а. Т. 38. С. 166-172.

Кузнецов В.В. Прогноз положения южного Магнитного Полюса на 1999 г. ДАН. 1998-б. Т. 361. № 2. С. 348-251.

Кузнецов В.В. Введение в физику горячей Земли. Петропавловск-Камчатский КГУ им. Беринга. 2008.

Незлин М.В., Снежкин Е.Н. Вихри Россби и спиральные структуры. М.: Наука. 1990. 238с. Паркер Е. Космические магнитные поля. М.: Мир. 1982. 608 с. (ч. I), 479 с. (ч. II).

Паркинсон У. Введение в геомагнетизм. М. Мир.: 1986. 525 с.

Петрова Г.Н., Сперантова И.Б. Напряженность поля во время инверсии. В сб. Тонкая структура геомагнитного поля. 1986. М.: ИЗМИРАН. С. 33-44.

Петрова Г.Н., Поспелова Г.А. Экскурсы геомагнитного поля. Земля и Вселенная. 1992. № 3. С. 3 - 7.

Рикитаки Т. Электромагнетизм и внутреннее строение Земли. Л.: Недра. 1968. 331 с.

Ришбет Г., Гарриот О.К. Введение в физику ионосферы. Л.: Гидрометеоиздат. 1975. 303 с. Тихомолов Е.М. Поддержание вихревых структур в подогреваемом слое жидкости.

Письма ЖЭТФ. 1994. Т. 59 Вып. 3. С. 155-158.

Уиттекер Э.Т., Ватсон Дж.Н. Курс современного анализа. Ч II.М.: Г.И. ФМ.Л. 1963. Френкель Я.И. Теория явлений атмосферного электричества. М.: Гостехиздат. 1949. 155с. Эйхенвальд А.А. Электричество. М.Л.: ГИЗ. 1927. 758 с.

Яновский Б.М. Земной магнетизм. М.: ГИТТЛ. 1953. 591 с.

Alexandrescu M., Gibert D., Hulot G., Le Moul J.-L., Saracco G. Worldwide wavelet analysis of geomagnetic jerks. J. Geoph. Res. 1996. V. 101. N. B10. P. 21975-21994.

Alldredge L.R., Hurwitz L. Radial dipoles as the sources of the Earth's main magnetic field. J. Geophys. Res. 1964. V. 69. P. 2631- 2636.

Alldridge, L.R., Stearns C.O. Dipole model of the sources of the Earth's magnetic field. J. Geophys. Res. 1969. V. 74. P. 6583-6593.

Alldridge, L.R. Circular current loops, magnetic dipoles and spherical harmonic analyses. J. Geomag. Geoelectr. 1980. V. 32. P. 357-364.

Alldridge, L.R. Current loops fitted to geomag

Barton C.E. Survey tracks current position of South Magnetic Pole. EOS. Trans. AGU. 2002 V. 83. P. 291.

Barton C.E , Newitt L.R. Reply of Campbell W.H. Comment on "Survey tracks current position of South Magnetic Pole" and "Recent acceleration of the North Magnetic Pole linked to magnetic jerk" EOS. Trans. AGU. 2003. V. 84. P. 42.

Bauer L.A. Beitrage zur Kenntnis des Wesens der Sakular-variation des Erdmagnetismus. Dissert. Univ. Berlin. 1895.

Campbell W.H. Comment on "Survey tracks current position of South Magnetic Pole" and "Recent acceleration of the North Magnetic Pole linked to magnetic jerk" EOS. Trans. AGU. 2003. V. 84. P. 42.

Clement B.M. Geographical distribution of transitional VGPs: evidence for non-zonal equtorial symmetry during the Matuyama-Brunhes geomagnetic reversal. Earth Planet. Sci. Lett. 1991. V. 104. P. 48-58.

Constable C. Link between geomagnetic reversal paths and secular variation of the field over the past 5 Myr. Nature. 1992. V. 358. P. 230-233.

Constable C. About turn for reversals. Nature. 1993. V. 361. P. 305-306.

Courtillot V. et al., Sur une acceleration recente de la variation seculare du champ magnetique terrestre. C.R. Acad. Sci. Paris. Ser. D. 1978. V. 287. P. 1095-1098.

Courtillot V., Besse J. Magnetic field reversal, polar wander, and core-mantle coupling. Science. 1987. V. 237. P. 1140-1147.

Crary F.J., Bagenal F. Remanent ferromagnetism and interior structure of Ganymede. J. Geophys. Res. 1998. V. 103. N. E 11. P. 25757-25773.

Dawson E., Newitt L.R. The magnetic poles of the Earth. J. Geomag. Geoelectr. 1982. V. 34. P. 225-240.

Fuller M., Laj C., Herrero-Bervera E. The reversal of the Earth's magnetic field. American Scientist. 1996. V. 84. P. 552-561.

Gavoret J., Gibert D., Menvielle M., Le Mouel J.L. Long-term variations of the external and internal components of the Earth's magnetic field. J. Geophys. Res. 1986. V. 91. N. B5. P. 4787-4796.

Gubbins D., Coe R.S. Longitudinally confined geomagnetic reversal parths from non-dipolar transition fields. Nature. 1993. V. 362. P. 51-53.

Gubbins D. Influence of the inner core. Nature. 1993. V. 365 . P. 20.

Gubbins D., Sarson G. Geomagnetic field morphologies from a kinematic dynamo model. Nature. 1994. V. 368. P. 51-55.

Hollerbach R., Jones C.A. Influence of the Earth's inner core geomagnetic fluctuations and reversals. Nature. 1993. V. 365. P. 541-543.

Hope E.P. Geotectonics of the Arctic Ocean and the Great Arctic Magnetic Anomaly. J. Geophys. Res. 1959. V. 164. N. 4. P. 407-427.

Inglis D.R. Theories of the Earth's magnetism. Rev. Mod. Phys. 1955. V.27. N. 2. P. 212-248. Jackson A. Still poles apart on reversals? Nature. 1992. V. 358. P. 194-195.

Jacobs J.A. Reversals of the Earth's magnetic field. 1994. Cambridge Univ. Press. New York. 346 p.

Kuznetsov V.V. A model of virtual geomagnetic pole motion during reversals. Phys. Earth Plan. Inter. 1999. V. 115. P. 173-179.

Madden T., Le Mouel J.L. The recent secular variation and the motion at the core surface. Phil. Trans. R. Soc. Lond. 1982. V. A 306. P. 271-280.

Mandea M., Bellander E., Le Mouel J.-L. A geomagnetic jerk for the end of the 20th century? Earth Planet. Sci. Lett. 2000. V. 183. P. 369-373.

McFadden P.L. Reversal ideas up-ended. Nature. 1992. V. 356. P. 381.

McFadden P.L., Barton C.E., Merrill R.T. Do virtual geomagnetic poles follow preferred parths during geomagnetic reversals? Nature. 1993. V. 361. P. 342-344.

McFadden P.L., Merrill R.T. History of Earth's magnetic field and possible connections to coremantle boundary processes. J. Geophys. Res. 1995. V. 100. N. B1. P. 307-316.

Nevanlinna H. Some characteristics of the horizontal field variations around the geomagnetic jerk of 1970. J. Geophys. 1984. V. 55. N 1. P. 37-40.

Newitt L.R., Niblett E.R. Relocation of the north magnetic dip pole. Can. J. Earth Sci. 1986. V. 23. P.1062-1067.

Newitt L.R., Barton C.E. The position of the North Magnetic dip pole in 1994. J. Geomagn. Geoelectr. 1996. V. 48. N. 2. P. 221-232.

Newitt L.R., Mandea M., McKee L.A., Orgeval J.J. Recent acceleration of the North Magnetic Pole linked to magnetic jerk. EOS, Transactions AGU. 2002. V. 83. P. 385.

Petrova G.N. Displacement of VGP during reversals. Geomagnetic field in Quaternary. Potsdam. 1990. P. 37-42.

Runcorn S.K. On the interpretation of lunar magnetism. Phys. Earth Plan. Inter. 1975. V. 10. P. 327-337.

Russell C.T. Magnetic fields of the terrestrial planets. J. Geophys. Res. 1993. V. 98. N. E10. P. 18681-18695.

Serson P.H. Tracking the north magnetic pole. New Scientist. 1981. June.

Smith P.J. Intensity of the Earth's magnetic field in the geological past. Nature. 1967. V. 216. P. 989-990.

Stevenson D.J. What might Ganymede tell us about Geodynamo? Abstracts 8th Scientific Assembly of IAGA with ACMA and STP Symposia. 1997. Uppsala. P. 7.

Tarling D.H., Abdeldayem A.L. Palaeomagnetic-pole errors and a "small-circle" assessment of the Gondwanan polar-wander path. Geophys. J. Int. 1996. V. 125. P. 115-122.

Tikhomolov E.M. Anomalous poleward drift of the solar magnetic field as a result of Rossby cyclone excitation. Astronomy and Astrophysics. 1995. V. 301. P. 277-281.

Tikhomolov E.M. Short-scale convectional long-scale deformationally unstable Rossby wave in a rotating fluid layer heated from below. Phys. Fluids. 1996. V. 8. № 12. P. 3329-3337.

Tric E., Laj C., Jehanno C., et al. High resolution record of the Upper Olduvai transition from Po Valley (Italy) sediments: support for dipolar transition geometry? Phys. Earth Planet. Inter. 1991. V. 65, P. 319-336.

Vestine E.H. The Earth's core. Trans. Am. Geophys. Union. 1954. V. 35. P. 63-72.