

Лекция 14. ГЕОМАГНЕТИЗМ МОДЕЛЬ ГЕНЕРАЦИИ ДИПОЛЬНОГО ПОЛЯ ГОРЯЧЕЙ ЗЕМЛИ

В 14-ой лекции обсуждается проблема геомагнитного поля, рассмотрены нестационарные 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.

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. 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.

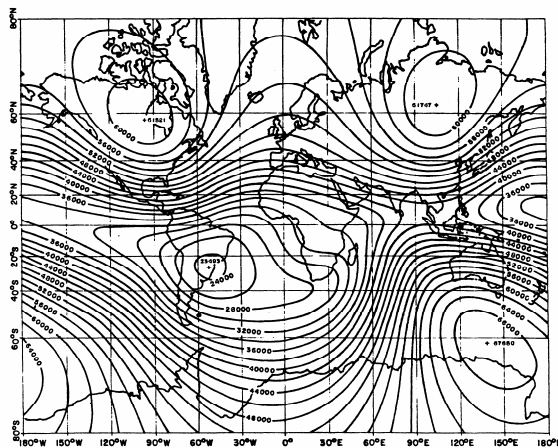


Рис. 1. Модуль интенсивности (в нТл) геомагнитного поля (Паркинсон, 1986).

Рис. 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.

Местоположение и размер источника генерации геомагнитного поля.

В модели геодинамо дипольный источник геомагнитного поля расположен во внешнем ядре, ближе к границе с мантией, или на самой границе. Вопрос о местоположении источника генерации, как правило, не обсуждается, тем не менее, попытки определить размер источника (глубину его расположения, в долях земного радиуса R), - существуют. Оценить его можно на основании имеющихся данных о структуре геомагнитного поля. Рассмотрим несколько способов оценки размера источника генерации магнитного поля Земли.

Компьютерная модель. В цикле работ Олдриджа (Alldredge, Hurwitz, 1964; Alldridge, Stearns, 1969; Alldridge, 1980; Alldridge, 1987), а так же в работе (Peddie, Zunde, 1987) проводилось компьютерное моделирование геомагнитного поля набором токовых колец (current-loop). Подбиралось оптимальное число колец и радиус их расположения. Во всех этих исследованиях был получен однозначный результат: источник геомагнитного поля располагается на радиусе $x = 0.2 R$, где R – радиус Земли.

Оценка по размеру диполя. Размер области генерации магнитного поля Земли оценивался Жижимовым (1988) на основе анализа сферических коэффициентов. В этой работе он полагал, что разложение поля по сферическим функциям на поверхности Земли и разложение этого поля по малому параметру, - отношению размера источника к расстоянию до него, эквивалентны. Зная величину малого параметра, можно оценить характерный размер источника, если предположить, что источник генерирует лишь самые низшие мультиполи в виде магнитных зарядов, диполей и квадруполей. При моделировании на четных и нечетных гармониках разложения геомагнитного поля получался один однозначный результат: глубина генерации магнитного поля оказывалась равной $0.2 R$.

Оценка по расстоянию между виртуальными геомагнитными полюсами - ВГП. В работе (Кузнецов и др. 1987), посвященной недипольности источника геомагнитного поля, исследовалась зависимость расстояний между различными ВГП и точками, в которых они определялись. Если бы все ВГП попадали в одну точку, то расстояние между ними было бы равно нулю. Если бы расстояния между парами ВГП оказались равными расстояниям между этими же парами точек их определения, то это показывало бы на отсутствие дипольного характера поля. В таком случае, ни о какой дипольности поля нельзя вести речь, т.к. наклон такой прямой был бы равен 45° . В действительности этот угол значительно меньше, что говорит о дипольности геомагнитного поля. Если расстояние между точками определения ВГП принять равным величине земного радиуса, то расстояние между самими ВГП оказывается $0.2 R$. Это еще раз подтверждает справедливость нашей оценки.

Оценка по пространственному размеру аномалий.

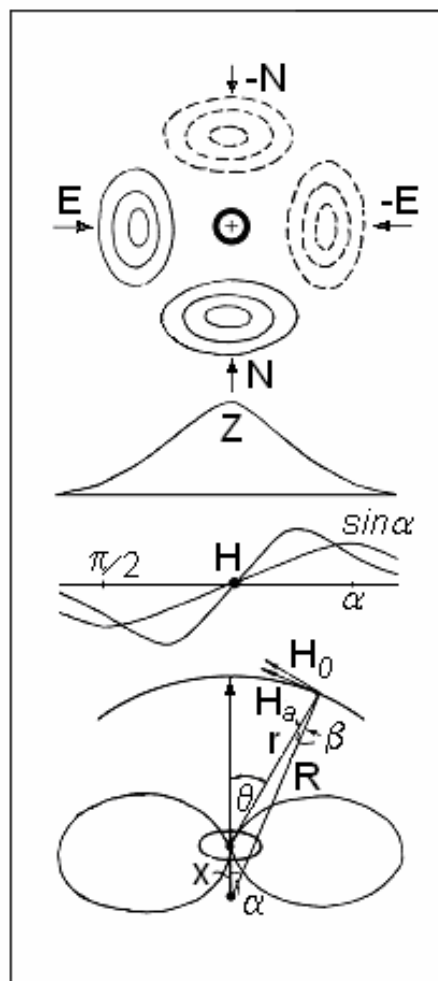


Рис.2. Оценка размера источника генерации поля магнитных аномалий.

ГМА в нашей модели представляется магнитным диполем. Известно, что если это центральный диполь (его центр на оси вращения Земли), то компоненты его:

$$Z = (2m/4\pi) \times \cos \theta / r^3 ; H = (m/4\pi) \times \sin \theta / r^3 ,$$

где m дипольный момент, а угол θ между точкой на земной поверхности, куда “смотрит” диполь и где $Z = \max$ и точкой, в которой мы хотим определить значения поля диполя (см. рис. 2). Из этого рисунка следует, что на картах E - и N -компонент геомагнитного поля мы должны наблюдать максимумы и минимумы этих компонент, отстоящих от центра диполя. (Надо сказать, что такие максимумы и минимумы на картах действительно есть).

Если нам удастся оценить расстояния (в географических градусах) от центра диполя до максимумов этих компонент, то мы могли бы оценить глубину, на которой происходит генерация ГМА. Нас интересует величина угла θ , однако, для оценки величины x (см. рис. 2), мы обязаны пользоваться величиной угла α (в географических градусах). Заметим, что зависимости координат поля диполя ГМА не совпадают с формой центрального диполя. Получим эти зависимости, приравняв радиус Земли единице ($R = 1$), полагая, что:

$$H_{\theta} = \sin \theta / r^3 = \max.$$

и учитывая очевидную зависимость: $\sin \theta = \sin \alpha / r$, получаем:

$$H_{\theta} = \sin \alpha / r^4.$$

Угол между векторами H_{α} и H_{θ} обозначим как: β ($\beta = \theta - \alpha$), тогда величина H_{θ} должна быть умножена на: $\cos \beta = (1 - x \cos \alpha) / r$.

В результате получаем:

$$H_{\alpha} = \sin \alpha (1 - x \cos \alpha) / r^5, \quad r = (1 + x^2 - 2 x \cos \alpha)^{1/2}.$$

Определив по картам Е- и N-компонент магнитного поля Земли величины углов α для ГМА и современных ФВХ, получаем среднее значение величины x . Она оказывается равной: $x = 0.2 (\pm 0.1) R$.

Моделирование с помощью магнитных диполей и токовых контуров. При моделировании использовался итерационный демпфированный метод Ньютона-Гаусса для минимизации целевой функции. В качестве целевой функции использован усредненный по поверхности Земли квадрат остаточного поля - разностного между модельным и наблюдаемым (Ботвиновский, 2000). Показано, что наиболее оптимальный генератор представляет собой дифференциальную токовую структуру с небольшим расстоянием между круговыми контурами. Получено, что главная (доминирующая) часть магнитного момента Земли создаётся в объёме, непосредственно окружающем внутреннее ядро.

Таким образом, все известные нам способы оценки размера источника дают один и тот же результат: **генерация геомагнитного поля происходит на границе внутреннего ядра.** Этот фундаментальный результат противоречит классической модели геодинамо.

Нединамо модели. Надо сказать, что идеи нединамо генерации магнитного поля Земли возникли задолго до появления динамо-механизма. Идея генерации поля за счет возникновения тока Холла, как альтернатива магнитному динамо, развивалась Вестингом (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 служит прямым доказательством генерации магнитного 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 намагничённость 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-гиромангнитный 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.

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. $\alpha\Omega$ -модель (рис. 3). Согласно этой модели, во внешнем ядре должна наблюдаться плотностная неоднородность, параллельная оси вращения планеты и т.п.

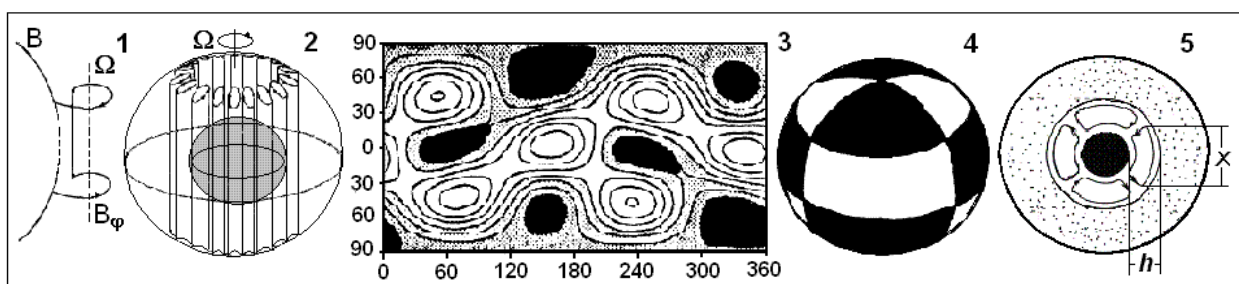


Рис. 3. Схемы конвекции во внешнем ядре Земли: 1. - Закручивание магнитной силовой линии (B) при дифференциальном вращении вещества внешнего ядра (Ω - эффект). 2. - Схема действия α - эффекта: генерация меридионального поля с помощью петель, образованных тороидальными силовыми линиями. 3. - Распределение 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. 3-3 показана splitting-функция моды $11S_4$, 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. 3-4 и 3-5 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 (10^4), экскурсы (10^3) и джерки (10^0), т.к. принятая в модели геодинамо величина электропроводности (как у железа) не позволяет генерировать возмущения поля длительностью менее чем 10^5 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...

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 ($\text{с}^{-1} \text{см}^{-3}$) можно выразить воспользовавшись формулой (Френкель, 1975):

$$K \approx 10^{26} \exp(-3/\ln S_{\Pi} + \ln S_{\Pi}), \quad (1)$$

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:

$$J (\text{с}^{-1} \text{см}^{-3}) = 10^{37} \exp(-W/kT), \quad (2)$$

где W - энергия, необходимая для образования пузыря критического размера. Зависимости K и J от температуры среды T (чисто качественные) изображены на рис. 4. При температуре порядка T_0 , 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_0 - носит исключительно гипотетический характер).

В определенный момент времени $t_0 - (0)$ система была перегрета на ΔT до температуры $T > T_0$. 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 $T < T_0$. В точке $T = T_0$, 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.

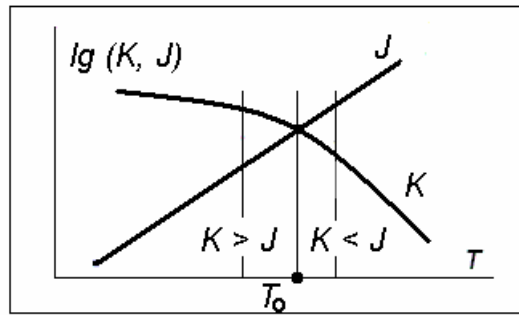


Рис. 4. Изменение \lg скоростей конденсации (K) и испарения (J) в зависимости от температуры T .

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 - SiO_2) 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) скапливаются 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 испарение вещества на поверхности E-ядра. Это процесс испарения, он происходит с поглощением энергии фазового перехода. При этом полярность двойного слоя меняется (рис. 5).

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

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

$$\frac{dT}{dp} = \frac{V_{II} - V_{Ж}}{U} T, \quad (3)$$

где V_{II} и $V_{Ж}$ - удельные объемы пара и жидкости, U – теплота фазового перехода. Обычно $V_{II} > V_{Ж}$, $U > 0$ и $dT/dp > 0$, однако в том случае, когда идет процесс разуплотнения пересжатого вещества и конденсация его в вещество с обычной плотностью, должно быть: $V_{II} < V_{Ж}$, и $dT/dp < 0$ (инверсия температуры). Известно также, что в области $T \approx T_{кр}$, $U \rightarrow 0$, 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 :

$$k_p = \frac{\alpha^2}{1-\alpha^2} p \left(\frac{2\pi m}{h^2} \right)^{3/2} (kT)^{5/2} \exp \frac{e\varphi}{kT}, \quad (4)$$

где p - давление «газа», равное давлению в центре Земли ($3.5 \cdot 10^6$ атм.), α - степень ионизации ($\alpha \ll 1$), φ - потенциал ионизации ($\varphi \approx 12$ эВ). Степень ионизации, рассчитанная по этой формуле, оказывается: для G-ядра ($kT \approx 3$ эВ), $\alpha \leq 1\%$; для F-слоя ($kT \approx 1$ эВ); $\alpha \leq 0.01\%$. Плотности электрических зарядов: $n_e \approx 10^{20} \text{ см}^{-3}$ (и для G-ядра) и 10^{18} см^{-3} (для F-слоя).

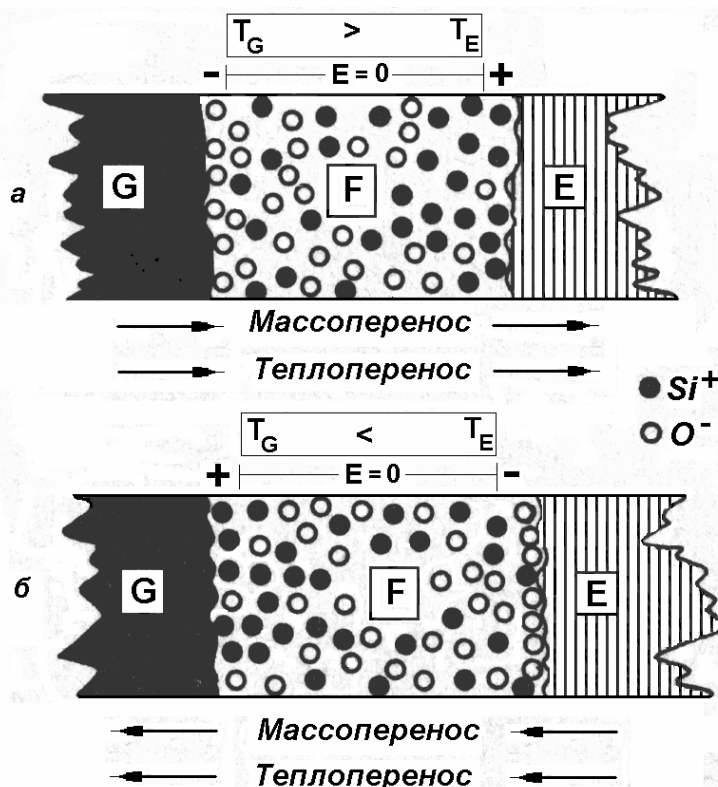


Рис. 5. Схема тепло- и массопереноса вещества в F-слое: а – цикл расширения ($K > J$), б – цикл сжатия ($J > K$).

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:

$$e = e_p + T \left(\frac{\partial E}{\partial T} \right)_p, \quad (5)$$

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 F-слою, - 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 $\beta_T \approx 0.2$ (Грю, Ибс; 1956). По определению $\beta_T =$

$k_T(n_{10}, n_{20})$, где k_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 $k_T = 0.05$.

Величина термодиффузионного разделения:

$$n_{10} - n'_{10} = k_T \ln \left(\frac{T'}{T} \right), \quad (6)$$

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 F-слоя температура изменяется на 10^3 К, тогда величина $\Delta T/\Delta R \approx 10^{-4}$ К/см. 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.6) 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.

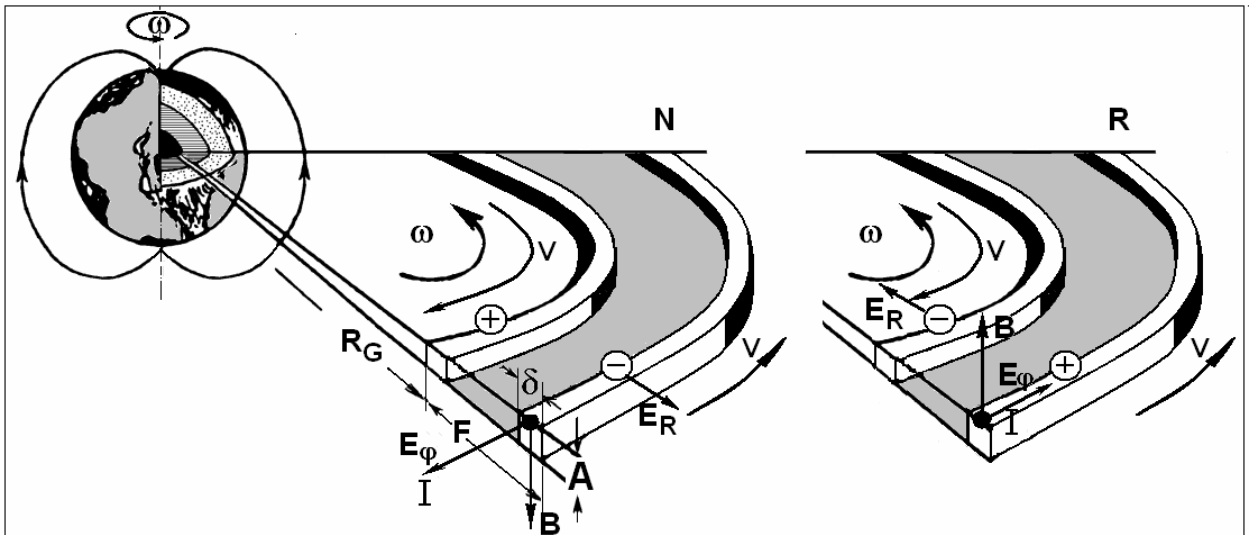


Рис.6. Токовые системы в F-слое в случае прямой (N) и обратной (R) полярности МПЗ. Обозначения в тексте статьи.

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: $C = 4\pi \epsilon_0 R_G^2 / \Delta R$, ϵ_0 – электрическая постоянная. Получаем:

$$E_R = \Delta R N e / \epsilon_0. \quad (7)$$

Подставляя известные величины, получаем: $E_R = 10^{-3} N$. Примем: $E_R \leq 10^8$ В/м, что позволяет оценить величину $N \leq 10^{11}$ 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 противоположащих

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):

$$\varphi = - \int_S \tau k \operatorname{grad} \left(\frac{1}{R} \right) dS. \quad (8)$$

Здесь: $\tau = nl$, где l – толщина слоя (расстояние между S и S'), k – направление нормали к двойному слою, R – расстояние от S до точки Р. 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. 6), 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 А (рис. 6). Электропроводность F-слоя вдоль радиуса оказывается очень малой (как у диэлектрика): $\sigma_R \sim j_R / E_R$.

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 $N \approx 10^{11} \text{ м}^{-3}$, $j = 10^{-6} \text{ А/м}^2$. Поверхность переноса вращающегося заряда S мы оценивали ранее (Кузнецов, 2008): $S \approx \delta A = 10^9 \text{ м}^2$. Тогда ток $I_0 = 10^3 \text{ А}$. Магнитное поле вращающихся зарядов:

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

Учитывая тот факт, что заряды разного знака вращаются в одном направлении на разных радиусах R_F и R_G , разностное поле будет равно $B_0 = \mu I_0 \Delta R / R_G^2 = 10^{-10} \text{ Тл}$ ($\Delta R = R_F - R_G$). 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 $B \approx 310^{-3} \text{ Тл}$, поле B_0 необходимо усилить в $k_B = B / B_0 \sim 10^7$ раз.

Следует заметить, что вязкость вещества, находящегося при критической температуре $T_{кр}$ уменьшается на порядки. В обсуждаемой нами модели предполагалось, что температура вещества F-слоя близка к $T_{кр}$, 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 E- ядром изображены на рис. 6 и 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.

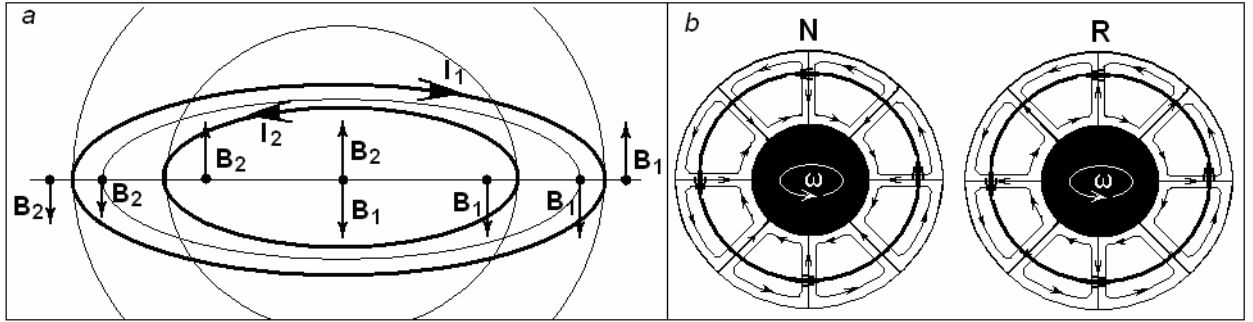


Рис. 6*-а: Токи (I) и магнитные поля (B) двух коаксиальных контуров в F-слое, тонкая линия показывает положение геострофического ветра. Рис. 6*-b: Структура токовых ячеек в моменты прямой и обратной полярности поля и изменения направления массопереноса. Толстая линия показывает положение геострофического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

Характерное время изменения модуля поля.

Воспользуемся фундаментальным уравнением магнитной гидродинамики:

$$\frac{\partial B}{\partial t} = \text{rot}(\mathbf{u} \times \mathbf{B}) + \eta \nabla^2 \mathbf{B} = VB/L + \nu B/L^2, \quad (10)$$

где $\nu = (\mu\sigma)^{-1}$ – магнитная вязкость, аналог кинематической вязкости ν . Число Рейнольдса, определяющее границу между ламинарностью и турбулентностью потока, равно:

$$Re = LV/\eta,$$

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

$$Rem = LV/\nu$$

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 восстанавливается 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 ν и Rem . Т.к. $VB/L \gg \nu B/L^2$, скорость гидродинамического переноса:

$$V = \partial B/\partial t (L/B), \quad (11)$$

тогда:

- в спокойный период: $V \approx 10^{-4}$ м/с. Магнитное число Рейнольдса, полагая, что электропроводность вещества F-слоя $\sigma = 10^4 - 10^5$, $\nu \approx 10 - 100$ м²с⁻¹, $Rem \approx 100$.
- 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 $Vg \approx 2 \cdot 10^{-4}$ м/с (рис. 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: $I = n_e e V S = 10^{11} \cdot 1.610^{-19} \cdot 210^{-4} \cdot 10^9 \approx 3 \cdot 10^{-3}$ 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:

$$m \, d\mathbf{V}/dt = \varepsilon \mathbf{E} + \varepsilon \mathbf{V} \times \mathbf{B} - m \mathbf{v} (\mathbf{V} - \mathbf{U}). \quad (12)$$

Здесь \mathbf{V} – скорость заряженной частицы, \mathbf{U} – скорость нейтральной атмосферы. Приравняв $m \mathbf{v} (\mathbf{V} - \mathbf{U})$ силе Лоренца $\varepsilon \mathbf{V} \times \mathbf{B}$, можно определить скорость \mathbf{V} . Вектор \mathbf{U} , направленный поперек линий магнитного поля, индуцирует поле $\mathbf{U} \times \mathbf{B}$. Это наведенное поле вызывает электрический ток $\sigma \cdot \mathbf{U} \times \mathbf{B}$, где σ – тензор проводимости:

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

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: $\text{div } \mathbf{j} = 0$. В любой точке, где $\text{div } \mathbf{j} \neq 0$, 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 \mathbf{E}_t . Ток определяется следующим образом:

$$\mathbf{j} = \sigma' \cdot \mathbf{E}_t = \sigma' \cdot (\mathbf{U} \times \mathbf{B} - \nabla\Phi). \quad (13)$$

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 δ -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 поляризованного:

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

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 поляризованного компонента. Иначе, определяет преимущество Холловского динамо над – гидродинамическим.

Рассмотрим подробнее электрические параметры модели. Исходные данные:

- Поле B на поверхности Земли $\approx 30\ 000$ нТл, что примерно соответствует полю на радиусе внутреннего ядра $B \approx 10^{-3}$ Тл.
- 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/м 2 .
- Сечение тока $S = I\varphi/j = 10^{11}$ м 2 , следовательно, сопротивление проводящего этот ток δ -слоя $R \approx \rho 2\pi R/S = 10^{-8}$ Ом.

- Согласно модели Холловского динамо, $E\varphi = (\mathbf{j} \times \mathbf{B})/N_e e$, отсюда оценим плотность зарядов $N_e = (\mathbf{j} \times \mathbf{B})/E\varphi \cdot e = 10^{20} 1/\text{м}^3$. 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 10^8 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 $\text{div } j \neq 0$, происходит накопление электрических зарядов.
- Ранее, для тока j_R мы принимали $N_e' = 10^{11} 1/\text{м}^3$, теперь нам необходимо создать плотность зарядов в δ -слое порядка $N_e = 10^{20} 1/\text{м}^3$. 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. 5 и 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: $E_R = Q/\epsilon_0 R^2 = 10^{16}$ В/м. Здравому смыслу это особенно не противоречит, т.к. электрическое поле ДЭС $E \rightarrow \infty$. 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, $\sigma_R \sim 10^{-14} (\text{Ом} \cdot \text{м})^{-1}$. 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.

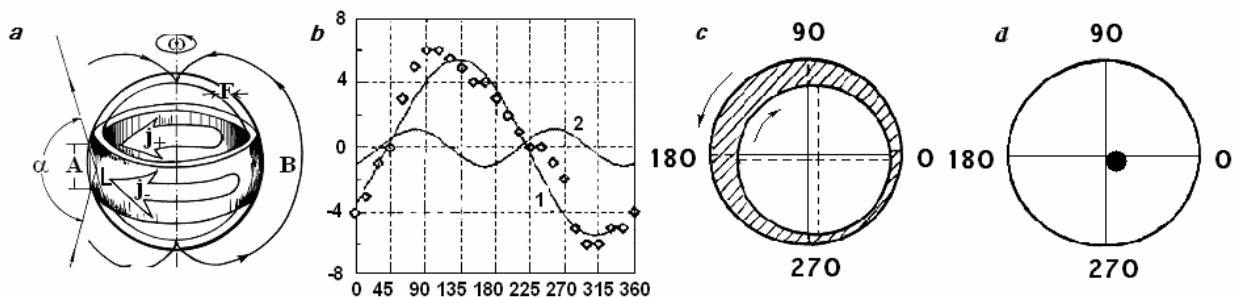


Рис. 7. Анизотропия внутреннего ядра. Схема токовых колец. Обозначения в тексте - a. Связь анизотропии внутреннего ядра и морфологии геомагнитного поля. Точки – переменная часть H компоненты в плоскости экватора. Разложение по \sin -функциям: 1 – первая и 2 – вторая гармоники- b. Сечение F-слоя – c.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

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.

Цилиндрическая анизотропия. Как следует из нашей модели, в F-слое возникает токовая структура в виде дифференциального токового кольца (цилиндра), расположенного в плоскости экватора. Токи величиной порядка 10^{10} А текут по двум “проводникам” (высотой A и толщиной δ , каждый) в противоположных направлениях (рис. 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: $\Delta T/T = 0.02 - 0.03$; $T \sim Q/4\pi R^2$; $\Delta T \sim \zeta P/2\pi R A$. Здесь R - радиус внутреннего ядра. Подставим полученное:

$$\Delta T/T = (2\zeta P/Q) \times R/A. \quad (15)$$

Полагая коэффициент ζ равным 5 %, можно оценить отношение радиуса внутреннего ядра R к высоте цилиндра A : $R/A \approx 10$. 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 Р-волн.

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

$$\Delta p = \mu_0 H^2 / 8\pi,$$

где μ_0 - магнитная постоянная, H - напряженность магнитного поля (А/м): $H = I/\delta$, I - ток, δ - толщина слоя, в котором магнитное поле может вызвать дополнительное давление Δp . Для того, чтобы скорость Р-волн увеличилась на 1 %, дополнительное давление должно быть порядка 10^9 Н/м². В этом случае толщина слоя δ ($\delta = [8\pi \Delta p / \mu_0 I^2]^{1/2}$) оказывается порядка сотни метров, что значительно меньше, чем толщина δ “проводника” (рис. 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 бы 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 splitting-функций 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. 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 Н-компоненты геомагнитного поля по долготе в плоскости экватора.

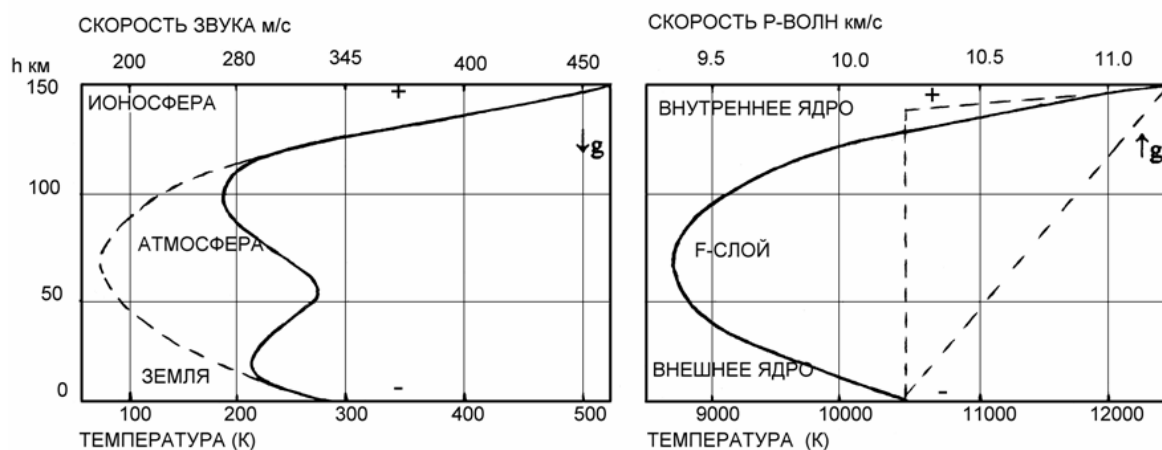


Рис. 8. Распределение температуры и скорости звука в ионосфере и F-слое ядра Земли.

Воспользуемся данными о стандартном геомагнитном поле. Переменная часть величины Н-компоненты (в микротеслах - мкТл), измеренная в плоскости экватора представлена на рис. 7-б точками. Среднее значение Н-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 $(120-135)^\circ\text{E}$, то для реализации этого явления, внутренний круг следует сместить в противоположную сторону, - к 300°E . Величина смещения x 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. 7-с можно получить сечение F-слоя в плоскости экватора, которое наилучшим образом описывает морфологию H -компоненты геомагнитного поля.

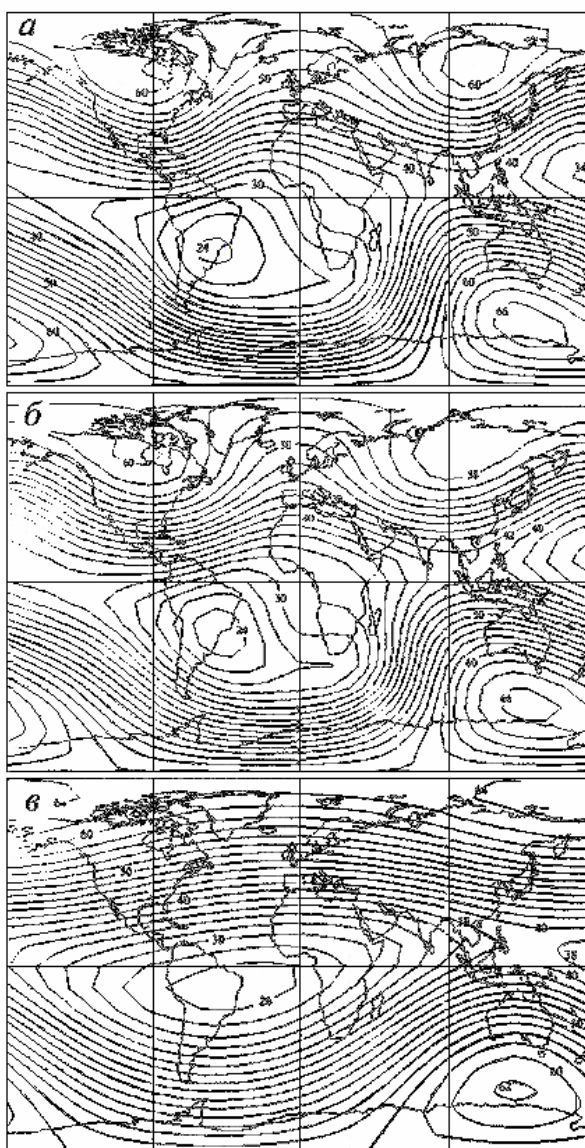


Рис. 9. Модуль интенсивности (в нТл) геомагнитного поля - *а*; модуль интенсивности поля, рассчитанный для системы дифференциальных токовых колец и 4-х радиальных диполей, соответствующих глобальным магнитным аномалиям - *б*; модуль интенсивности дифференциального токового кольца без радиальных диполей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

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. 7-с) в направлении к 300°E . Надо сказать, что для наилучшего описания анизотропии внутреннего ядра, К.С. Creager, так же как и мы, сместил центр анизотропии в сторону 300°E .

Идея описания геомагнитного поля с помощью двух токовых колец, смещенных относительно друг друга, как было показано Ботвиновским, оказалась вполне плодотворной. На рис. 9-б и 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. 1 и 9-а.