

УДК 539.038

«БАРОМАГНЕТИЗМ» ПЛАНЕТ И ЗВЕЗД

В. И. Григорьев

(кафедра квантовой теории и физики высоких энергий)

Обсуждается ранее не рассматривавшийся физический механизм формирования магнитных полей планет и звезд, связанный с дифференциальными движениями в их недрах электрических зарядов, появление которых обусловлено бароэлектрическим эффектом. Этот поляризационно-кинетический механизм позволяет, в частности, понять, каким образом приливные воздействия могут обуславливать несовпадение географических и магнитных осей небесных тел.

После публикации в 1910 г. работы Лармора [1] получила широкое распространение идея о магнито-гидродинамической природе магнетизма звезд и планет. Об этом принято говорить как о «модели динамо», физическая сущность которой сводится к тому, что, благодаря явлению электромагнитной индукции, кинетическая энергия дифференциальных движений в толще проводника может переходить в энергию магнитного поля. Динамо-механизму генерации (точнее, усиления) магнитного поля в небесных телах посвящены многочисленные теоретические исследования, среди которых видное место занимали, в частности, работы Я. И. Френкеля [2], и в настоящее время этот механизм многими рассматривается как доминирующий, если даже не единственный.

Между тем еще за семь лет до работ Лармора появилась первая из двух статей Сазерленда [3], в которых предлагалась гипотеза об ином, «поляризационном» механизме возникновения магнетизма звезд и планет, в первую очередь Солнца и Земли. Согласно гипотезе Сазерленда, под действием гравитации происходит перераспределение зарядов: часть электронов из внутренних областей этих тел вытесняется на их поверхность; вращение же планеты или звезды, в которое вовлекаются и перераспределившиеся заряды, и приводит к появлению магнитного поля.

Гипотеза Сазерленда не имела надежного теоретического обоснования; более того, первые попытки экспериментальной проверки этой гипотезы [4, 5] не дали положительных результатов (не по причине отсутствия эффекта как такового, а из-за недостаточной чувствительности экспериментальных установок, что, однако, было показано лишь значительно позже [6]). Поэтому «поляризационный механизм» формирования магнитных полей небесных тел стал восприниматься все более скептически, а после появления идеи «гидромагнитного динамо» был и вообще почти забыт.

Бароэлектрические и баромагнитные поля

По гипотезе Сазерленда, электрическая поляризация вещества вызывается непосредственно действием гравитационного поля. В действительности же гравитация обуславливает лишь появление градиентов давления (для простоты можно рассматривать лишь поле давлений, а не тензор напряжений, что не меняет порядок величины оценок). Бароэлектрическое

перераспределение зарядов происходит при наличии перепадов давлений независимо от того, каков физический механизм возникновения этих перепадов.

Полезно отметить далеко идущую аналогию между бароэлектрическими и «контактными» электрическими полями, которые возникают при наличии химических неоднородностей. При механическом контакте различных металлов электроны переходят от металлов, у которых работа выхода меньше, в те, где она больше; такое перераспределение зарядов и порождает контактные разности потенциалов, для поддержания которых, как известно, не требуется никаких затрат энергии. Однако работа выхода зависит не только от химического состава проводника, но также и от его физических параметров. При наличии градиентов этих параметров также происходит перераспределение зарядов и, следовательно, создаются электрические поля. Зависимость работы выхода от давления (более общо — от внутренних напряжений) приводит к тому, что электроны вытесняются из областей, где эти внутренние напряжения больше, в области, где они меньше. В этом и заключается физическая основа бароэлектрического эффекта.

Прямой экспериментальной проверкой зависимости работы выхода от давления можно назвать опыты Крейга [7].

Подобно тому как постоянные контактные разности потенциалов не могут вызывать появления в проводнике электрического тока («теорема Вольта»), не меняющиеся со временем бароэлектрические поля также не создают токов. В частности, хотя перепады давлений в недрах небесных тел порождают бароэлектрические поля, напряженности которых могут достигать значительных величин, эти поля приводят к возникновению токов, только если у них появляется переменная часть, т. е. когда внутренние напряжения оказываются нестационарными. Такая нестационарность может возникать как из-за внутрипланетных процессов (в частности, связанных с сейсмическими событиями), так и благодаря зависящим от времени внешним воздействиям. В числе последних значительный интерес представляют приливные воздействия, роль которых целесообразно обсудить особо.

Если проводник, в котором произошло бароэлектрическое перераспределение зарядов, движется, то, вообще говоря, должно возникать и магнитное поле; для краткости будем называть его «баромагнитным».

В предыдущих публикациях (см., напр., [8]) описывались теоретические методы расчетов этих полей и результаты конкретных оценок, относящихся как к бароэлектрическим, так и к баромагнитным полям ряда планет и звезд. Уместно напомнить некоторые из этих результатов.

В качестве простейшей модели планеты рассмотрим массивный химически однородный, электронейтральный, холодный, вращающийся как единое целое с постоянной угловой скоростью ω шар радиусом R и примем, что давление в нем, создаваемое собственной ее гравитацией, распределено по «гидростатическому» закону:

$$p(x) = p_0(1 - x^2),$$

где $x = r/R$, r — расстояние от центра шара, $p_0 = p(0)$. Радиальная (единственная) компонента напряженности бароэлектрического $E(x)$ поля при $x < 1$ для такой модели планеты имеет вид

$$E(x) = Tx\sqrt{1 - x^2}, \quad (1)$$

$$T = \frac{3GM^2}{4R^4\sqrt{\pi K}}.$$

Здесь G — гравитационная постоянная, M — масса планеты, K — среднее значение ее модуля всестороннего сжатия.

При $x > 1$, т.е. над поверхностью планеты, $E(x) = 0$; скачок δE на поверхности $x = 1$ соответствует наличию отрицательного поверхностного заряда. Поверхностная плотность этого заряда

$$\sigma = \delta E/4\pi. \quad (2)$$

Плотность объемных зарядов $\rho = \rho(x)$ определяется уравнением Максвелла $\text{div } \mathbf{E} = 4\pi\rho$ или, в сферической системе координат, с учетом сферической симметрии:

$$\rho(x) = \frac{1}{4\pi R x^2} \frac{d}{dx} [x^2 E(x)]. \quad (3)$$

Баромагнитное поле над поверхностью планеты при таком выборе модели будет чисто дипольным. Дипольный магнитный момент планеты складывается из двух частей. Одна из них обусловлена вращением объемных положительных зарядов:

$$\mathbf{M}_v = \frac{1}{2c} \int_0^R dV \rho(\mathbf{r}) [\mathbf{r}[\omega \mathbf{r}]],$$

где c — скорость света.

Если распределение зарядов центрально-симметрично, т.е. $\rho = \rho(\mathbf{r})$, эта часть направлена вдоль вектора угловой скорости. Другая часть, имеющая противоположное направление и превосходящая первую по модулю, обязана вращению отрицательных поверхностных зарядов. Она равна

$$\mathbf{M}_s = -\frac{4\pi}{3c} R^4 \sigma \omega = -\omega \frac{R^4 E(R)}{3c}.$$

Как нетрудно показать (см., напр., [8]), полный «баромагнитный» момент оказывается по направлению противоположным моменту количества движения и равным

$$\mathbf{M} = -\frac{2\omega R^4}{3c} \int_0^R dx \cdot x^3 E(x). \quad (4)$$

«Баромагнитное» поле в отличие от бароэлектрического при указанном выборе модели планеты имеется и во внешней области.

На основе численных оценок складывается впечатление, что доля «баромагнитных» полей у планет довольно существенна. Так, для Земли эта доля порядка 10%, для некоторых других планет земной группы, возможно, еще выше. Но значение близости численных значений эмпирических и «баромагнитных» моментов не следует и преувеличивать, так как даже по направлению они порой отличаются значительно. Впрочем, все различия вполне естественны: в реальных объектах происходит наложение магнитных полей магнитогидродинамической и поляризационной природы. Особенно отчетливо это наложение проявляется у звезд, в частности у Солнца: мгновенная наблюдаемая картина распределения магнитного поля отнюдь не выглядит дипольной, что является отражением бурных и прихотливых внутризвездных дифференциальных потоков и, как уже говорилось, связано с динамо-генерацией (точнее, усилением) магнитных полей. Та же часть магнитного поля, которая имеет поляризационную природу, сравнительно более стабильна, благодаря чему усредненная по достаточно большому промежутку времени картина магнитного поля и оказывается близкой к дипольной.

Заметим, что в использовавшейся выше модели планеты, если еще ограничиться обычно реализуемыми случаями медленного вращения (т.е. когда параметр $\omega R/c$ является малым и можно ограничиться линейным по нему приближением), магнитное поле получается одинаковым в собственной системе отсчета планеты (т.е. вращающейся вместе с ней) и в инерциальной — системе центра масс.

В этом же приближении бароэлектрическое поле внутри планеты получается чисто кулоновским и «не чувствующим» вращения.

Для поддержания бароэлектрического перераспределения зарядов не требуется работа, вследствие чего баромагнитные поля не нуждаются (в отличие от магнитогидродинамических) в непрерывной энергетической подпитке. Поэтому такое поле вполне может выступать в роли того «затравочного», без которого не мог бы функционировать «механизм динамо».

Из сказанного выше следует, что изобары в проводнике являются одновременно и поверхностями постоянного бароэлектрического потенциала; поэто-

му, в частности, поверхности реальных небесных тел, которые благодаря вращению не имеют точно сферической формы, являются эквипотенциальными, так что эта несферичность не приводит к проникновению бароэлектрического поля во внешнюю область.

Еще раз о роли дифференциальных движений

При рассмотрении динамо-механизма формирования магнитного поля планет и звезд обычно принималось, что их недра можно рассматривать как электронейтральные, т. е. что объемная плотность заряда равна нулю. Принимая же во внимание поляризационный механизм, приходится пересмотреть это положение.

В те дифференциальные потоки, которые обуславливают магнитогидродинамическую «перекачку» кинетической энергии в энергию магнитного поля, оказываются вовлеченными положительно заряженные объемы вещества. Движение же зарядов есть электрический ток, который порождает дополнительное магнитное поле. Такое «прямое» порождение магнитного поля током ранее в гео- и астрофизике, по-видимому, не обсуждалось. В то же время дифференциальные внутренние движения не только в звездах, но и в планетах заведомо существуют, и, следовательно, указанный выше механизм их влияния на магнитные поля должен быть учтен.

Поскольку реальная картина дифференциальных внутренних движений, как правило, неизвестна, обратимся к простым моделям, позволяющим установить некоторые качественные положения. Для краткости ограничимся лишь изложением результатов, детали получения которых можно найти в работе [9].

Пусть имеется шар, по объему которого равномерно распределен заряд Q , а по поверхности — заряд $-Q$, так что шар в целом электронейтрален. (Заметим, что такое распределение заряда довольно близко к тому, что было нами рассмотрено ранее: во внутренней области планеты напряженность электрического поля растет почти по линейному закону, а это и означает, что объемная плотность заряда почти постоянна. Если скорости дифференциальных движений не слишком велики, можно пренебрегать влиянием этих движений на распределение давлений, а значит, и на распределение зарядов.)

Но если ранее мы считали, что планета вращается как единое целое, то теперь примем, что внутренняя область I радиуса R_1 вращается по отношению к окружающей ее области II, в которой $R_1 \leq r \leq R_2$, с угловой скоростью Ω , а сама область II вращается по отношению к инерциальной системе отсчета центра масс планеты с угловой скоростью ω . За пределами планеты располагается область III.

Как показано в процитированных выше работах, в частности в [9], напряженность магнитного поля над поверхностью такой «модельной планеты», т. е. в области III, имеет вид

$$\mathbf{H}_3 = \frac{8\pi}{45cr^3} \rho R_2^5 \boldsymbol{\omega} - \frac{24\pi}{45cr^5} \rho R_2^5 \mathbf{r}(\boldsymbol{\omega} \mathbf{r}) - \quad (5)$$

$$- \frac{4\pi}{15cr^3} \rho R_1 \boldsymbol{\Omega} + \frac{12\pi}{15cr^5} \rho \mathbf{r}(\boldsymbol{\Omega} \mathbf{r}),$$

где $\rho = 3Q/4\pi R_2^3$ — объемная плотность заряда.

Поле в области III оказывается чисто дипольным. Полный магнитный момент равен

$$\mathbf{M} = -\frac{8\pi}{45c} \rho R_2^5 \boldsymbol{\omega} + \frac{4\pi}{15c} \rho R_1^5 \boldsymbol{\Omega}. \quad (6)$$

Положение магнитных полюсов, т. е. точек у поверхности шара, в которых магнитное поле имеет лишь вертикальную компоненту, можно найти из следующего соотношения:

$$[\mathbf{H}_3 \times \mathbf{n}] = 0.$$

Отсюда и из (6) следует, что радиус-вектор \mathbf{R}_p , указывающий положение полюсов, определяется условием

$$[(q\boldsymbol{\omega} - \boldsymbol{\Omega})\mathbf{R}_p] = 0; \quad q = \frac{2R_2^5}{3R_1^5}. \quad (7)$$

Таким образом, только когда $\boldsymbol{\omega}$ и $\boldsymbol{\Omega}$ направлены вдоль одной прямой, положение географических и магнитных полюсов может быть одинаковым.

В заключение еще одно качественное замечание, также касающееся возможных причин несовпадения географических и магнитных осей планет.

Если ограничиться рассмотрением только той части магнитного поля этих небесных тел, которая обусловлена бароэлектрическим эффектом, то, пока не учитываются факторы, нарушающие сферическую симметрию задачи, эти оси будут совпадать. Такие нарушения обуславливаются, в частности, гравитационными взаимодействиями всех небесных тел. Более точно — теми частями этих воздействий, которые именуются приливными и обуславливаются пространственными неоднородностями гравитационных полей, порождаемых любыми небесными телами. (Если пользоваться приближением, не учитывающим этих неоднородностей, т. е. ограничиваться членами нулевого порядка разложения по малому параметру, равному отношению размеров планеты к расстоянию до центра внешнего источника гравитационного воздействия, то в собственной системе отсчета планета будет находиться в состоянии невесомости, что, естественно, не может вызвать нарушений осевой симметрии.)

Во всех остальных порядках разложения по этому малому параметру, включая первый (который дает обычно основной вклад и которым поэтому обычно ограничиваются), уже проявляются те нарушения симметрии, благодаря которым возникает ряд важных наблюдаемых эффектов. Одному из таких эффектов — проникновению бароэлектрического поля в область над поверхностью планеты — посвящен ряд работ (см., напр., [10]). Обсуждался и вопрос о влиянии приливных воздействий на баромагнитное поле, но тогда предметом рассмотрения были толь-

ко его «приливные» вариации, тогда как значительно больший по масштабу эффект еще не был замечен.

О влиянии на магнитные поля небесных тел дифференциальных потоков в их недрах уже много говорилось выше. Одной из главных причин появления этих потоков являются температурные градиенты. Восходящие потоки из более горячих центральных областей (как и нисходящее движение остывшего вещества) порождают благодаря вращению планеты и потоки в широтном направлении, но все это в среднем (по времени) не приводит к нарушениям осевой симметрии. Приливные же силы, вообще говоря, как раз и порождают такие нарушения, что и может повлечь за собой отклонение магнитной оси от географической.

Литература

1. *Larmor J.* // Rev. Brit. Ass. Adv. Sci. 1910. P. 159.
2. *Френкель Я.И.* // Изв. АН СССР, сер. физ. 1947. 11, No. 6. С. 587.

3. *Sutherland W.* // *Terrestr. Magn. and Atm. Electr.* 1903. 8. P. 49; 1904. 9. P. 167.
4. *Лебедев П.Н.* // Журн. Русск. физ.-хим. о-ва, Физ. отд. 1911. 43. С. 484.
5. *Swann W., Langacre F.G.* // *J. Franclin Inst.* 1928. 205, No. 4. P. 421.
6. *Григорьев В.И., Григорьева Е.В., Ростовский В.С.* // Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 1989. №5. С. 45 (*Moscow University Phys. Bull.* 1989. No. 5. P. 43).
7. *Paul Craig* // *Phys. Rev. Lett.* 1969. 22, No. 14. P. 81.
8. *Григорьев В.И., Григорьева Е.В.* Бароэлектрический эффект и электромагнитные поля планет и звезд. М., 1975.
9. *Григорьева Е.В.* // Изв. АН СССР, Физика Земли. 1990. №10. С. 24.
10. *Григорьев В.И., Григорьева Е.В.* // Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 1991. №5. С. 68; 1995. № 1. С. 61 (*Moscow University Phys. Bull.* 1991. No. 5. P. 66; 1995. No. 1. P. 56).

Поступила в редакцию
11.11.97

АСТРОНОМИЯ

УДК 521.13

О СУЩЕСТВОВАНИИ ОБЪЕКТОВ ПОЯСА КОЙПЕРА, СВЯЗАННЫХ ОРБИТАЛЬНЫМИ РЕЗОНАНСАМИ С НЕПТУНОМ

И. А. Герасимов, Б. Р. Мушаилов

(ГАИШ)

На базе ограниченной эллиптической задачи трех тел с учетом вековых возмущений от Урана, Сатурна и Юпитера оценены характеристики орбит и областей устойчивого существования занептунных объектов, находящихся в орбитальной соизмеримости с Нептуном.

Введение

Существование занептунного пояса было предсказано К. Эджеверсом (1949) и Дж. Койпером (1951). Пояс Койпера располагается на расстоянии $\sim 40 \div 60$ а.е. от Солнца [1, 2]. Суммарная масса тел этого пояса сопоставима с массой Земли. Первый объект (1992 QB1) был обнаружен в 1992 г. на расстоянии 42 а.е. от Солнца. В 1993 г. было найдено еще несколько занептунных объектов с большими полуосями орбит $32, 3 \leq a \leq 43, 8$ а.е., эксцентриситетами $e \leq 0, 07$ и наклонениями орбит $i \leq 8^\circ$. Их диаметры составляют от 100 до 280 км. В 1997 г. было известно о существовании уже более 30 объектов пояса Койпера с большими полуосями орбит от 35 до 48 а.е. Эксцентриситеты орбит этих тел оказались малыми, а их диаметры составили $100 \div 300$ км. Из некоторых оценок следует, что диаметры наибольших объектов пояса Койпера могут достигать 1000 км [3, 4].

При определенных предположениях можно считать, что вследствие гравитационного влияния наиболее крупных тел занептунного пояса и гравитационного влияния планет-гигантов отдельные тела

пояса Койпера за время существования Солнечной системы могли мигрировать из центральной и внешней областей этого пояса в его внутреннюю часть. А большинство тел с эксцентриситетами $e \geq 0, 1$ могло мигрировать из внутренней части занептунного пояса к орбите Нептуна и далее к Солнцу. Конкретные оценки масс мигрирующего вещества из занептунного пояса зависят от распределения тел этого пояса по их массам и элементам орбит, которое в настоящее время неизвестно [5, 6].

Занептунные объекты могут существовать достаточно длительное время, если элементы их орбит соответствуют областям устойчивых движений (областям орбитальной устойчивости). На существование подобных «зон устойчивости» значительное влияние (имеющее определяющий характер) оказывает наличие орбитальных резонансов с планетами-гигантами, и прежде всего с Нептуном.

В поясе Койпера могут сохраняться либрационные устойчивые объекты [7, 8]. Их устойчивость обусловливается отсутствием «сближений» — существованием ненулевой нижней границы расстояния меж-