

ГЕОФИЗИКА

УДК 539.038

ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ПОЛЯ НЕБЕСНЫХ ТЕЛ

В. И. Григорьев, Е. В. Григорьева

(кафедра квантовой теории и физики высоких энергий)

Получены численные оценки для напряженностей электрических полей, возникающих над поверхностями ряда планет и их спутников благодаря испытываемым ими приливным воздействиям.

Планеты и звезды, как хорошо известно, обладают магнитными полями. Порождение этих полей, по мнению большинства исследователей, обусловлено эффектами магнитогидродинамического перехода кинетической энергии внутренних дифференциальных движений в энергию магнитного поля («эффект динамо»). Что же касается потенциальных электрических полей кулоновского типа, то, как правило, считается, что таковых не существует. Это мотивируется тем, что небесные тела, в частности звезды, являются проводниками, а в проводниках, как многие привыкли считать, электростатического поля существовать не может.

Настоящая публикация имеет целью показать, что в действительности мнение об отсутствии у планет и звезд электрических полей кулоновского типа ошибочно, что всегда в толще планет и звезд, а в ряде случаев и над их поверхностями такие электрические поля должны существовать. Физической причиной их возникновения является бароэлектрический эффект, т. е. эффект перераспределения электрических зарядов, вызываемого перепадами давлений.

Методы теоретического описания бароэлектрического эффекта наиболее полно изложены в работе [1], так что здесь можно ограничиться лишь краткими напоминаниями.

Проводник является эквипотенциальным вовсе не всегда, а лишь при отсутствии химических и физических неоднородностей. Так, химические неоднородности порождают «контактные» разности потенциалов, градиенты температур — термоэдс. Перераспределение зарядов и как следствие возникновение электрического поля вызывается и неоднородностями внутренних напряжений в средах. Если иметь в виду жидкости, то вместо тензора напряжений достаточно рассматривать давления, что несколько упрощает описание без потери качественно важных деталей эффекта. Уместно подчеркнуть, что обусловленное градиентами давления поле (его естественно именовать «бароэлектрическим») должно существовать и при стационарных распределениях давлений, причем для его поддержания не требуется затрат энергии (такие поля называют «безваттными»).

Близким аналогом бароэлектрических полей являются «контактные» поля, порождаемые химическими неоднородностями проводников. Эта аналогия проявляется и в методах экспериментального исследова-

ния. Хорошо известен метод Кельвина для измерения контактных разностей потенциалов: из двух химически разнородных металлов изготавливаются пластины конденсатора, замыкающиеся на гальванометр, и если изменять расстояние между этими пластинами, то через гальванометр потечет ток, измерение которого и позволяет найти контактную разность потенциалов. Однако если пластины конденсатора изготовлены из одинакового химического материала, но отличаются по своим физическим параметрам, то можно использовать естественное обобщение метода Кельвина. Так, поддерживая пластины под различными давлениями, можно измерять «бароэлектрическую разность потенциалов». Фактически именно это делалось в опытах Крейга [2].

Если распределение давлений в проводнике является стационарным (или квазистационарным, когда типичное время перераспределения давлений значительно больше времени электрической релаксации), для нахождения напряженностей бароэлектрического поля можно опираться на наиболее общее термодинамическое условие равновесия — условие постоянства электрохимического потенциала. Удобнее, однако, пользоваться эквивалентным ему условием:

$$\text{grad}[W(p) + \frac{\mathbf{E}^2}{8\pi}] = 0, \quad (1)$$

где $W(p)$ — плотность «избыточной» энергии, т. е. разность между приходящейся на единицу объема энергией при давлении p и при нулевом давлении, а \mathbf{E} обозначает макроскопический, т. е. усредненный по физически бесконечно малым объемам, вектор напряженности электрического (бароэлектрического) поля.

Для приближенного нахождения $W(p)$ можно использовать «феноменологический» подход, представляя $W(p)$ в виде

$$W(p) = \frac{p^2}{2K + up}, \quad (2)$$

где K — упругий модуль всестороннего сжатия, а безразмерный множитель u — порядка единицы.

Очевидным преимуществом такого подхода является простота, однако введенные константы K конкретных небесных тел обычно известны в лучшем случае с точностью до порядка величины.

Более последовательные «микроскопические», т. е. основанные на квантовой теории, расчеты показывают, что оценки для напряженностей бароэлектрических полей при феноменологическом подходе получаются завышенными примерно на один порядок.

При обсуждении бароэлектрических полей небесных тел — планет (в дальнейшем речь будет идти именно о них) в предлагаемой работе используется простейшая модель: планета рассматривается как химически однородный, холодный, электронейтральный шар.

За счет его собственной гравитации в недрах такого шара возникают перепады давлений, и электроны частично вытесняются из внутренних областей на поверхность. Возникающее в результате перераспределения зарядов бароэлектрическое поле занимает лишь внутреннюю область шара, а за пределы его поверхности, если не нарушена сферическая симметрия, это поле не проникает. Нарушения же сферической симметрии могут возникать по различным причинам, из которых особый интерес представляют испытываемые планетой приливные воздействия.

Вопрос о бароэлектрических полях, возникающих

над поверхностью планет из-за приливных воздействий, в общем виде рассматривался в ряде публикаций (см. [1, 3, 4]). Здесь мы ограничимся только приведением основных результатов.

Если на планету с массой M и радиусом R действует приливная сила со стороны единственного тела с массой m , расстояние R_0 от центра которого до планеты значительно больше ее радиуса, то вызываемое приливым воздействием перераспределение давлений в недрах планеты порождает непосредственно над поверхностью планеты электрическое поле, вертикальная и горизонтальная составляющие которого (в отсутствие атмосферы) равны соответственно

$$E_r = T \frac{Mm}{R_0^3 R} [3 \cos^2 \theta - 1],$$

$$E_\theta = T \frac{Mm}{R_0^3 R} \sin 2\theta. \tag{3}$$

Здесь θ — угол между направлением вектора \mathbf{R}_0 , проводимого от центра спутника к центру планеты, и вектора \mathbf{r} , определяющего положение точки наблюдения на поверхности планеты относительно

Объект	M (г)	R (см)	Источник воздействия	m (г)	R_0 (см)	E (В/м)
Меркурий	$3,3 \cdot 10^{25}$	$2,4 \cdot 10^8$	Солнце	$2 \cdot 10^{33}$	$5,8 \cdot 10^{12}$	$2,5 \cdot 10^2$
Венера	$4,9 \cdot 10^{27}$	$6,1 \cdot 10^8$	Солнце	$2 \cdot 10^{33}$	$1,084 \cdot 10^{13}$	$2,2 \cdot 10^2$
Земля	$6 \cdot 10^{27}$	$6,4 \cdot 10^8$	Солнце	$2 \cdot 10^{33}$	$1,5 \cdot 10^{13}$	90
Земля	$6 \cdot 10^{27}$	$6,4 \cdot 10^8$	Луна	$3,75 \cdot 10^{25}$	$3,84 \cdot 10^{10}$	$1 \cdot 10^2$
Марс	$6,4 \cdot 10^{26}$	$3,4 \cdot 10^8$	Солнце	$2 \cdot 10^{33}$	$2,28 \cdot 10^{13}$	5,6
Андрастея	$5,7 \cdot 10^{19}$	$2 \cdot 10^7$	Юпитер	$1,9 \cdot 10^{30}$	$1,28 \cdot 10^{10}$	60
Амальтея	$1,9 \cdot 10^{22}$	$1,35 \cdot 10^7$	Юпитер	$1,9 \cdot 10^{30}$	$1,81 \cdot 10^{10}$	$1 \cdot 10^4$
Фива	$5,7 \cdot 10^{20}$	$4 \cdot 10^6$	Юпитер	$1,9 \cdot 10^{30}$	$2,21 \cdot 10^{10}$	$5,6 \cdot 10^2$
Ио	$7,3 \cdot 10^{25}$	$1,8 \cdot 10^8$	Юпитер	$1,9 \cdot 10^{30}$	$4,22 \cdot 10^{10}$	$1,8 \cdot 10^5$
Европа	$4,8 \cdot 10^{25}$	$1,48 \cdot 10^8$	Юпитер	$1,9 \cdot 10^{30}$	$6,71 \cdot 10^{10}$	$3,6 \cdot 10^4$
Ганимед	$1,54 \cdot 10^{26}$	$2,6 \cdot 10^8$	Юпитер	$1,9 \cdot 10^{30}$	$6,71 \cdot 10^{10}$	$1,6 \cdot 10^4$
Каллисто	$9,5 \cdot 10^{25}$	$2,36 \cdot 10^8$	Юпитер	$1,9 \cdot 10^{30}$	$1,88 \cdot 10^{10}$	$2 \cdot 10^3$
Мимас	$4 \cdot 10^{22}$	$2,7 \cdot 10^7$	Сатурн	$5,7 \cdot 10^{29}$	$1,86 \cdot 10^{10}$	$2,3 \cdot 10^3$
Энцелада	$8 \cdot 10^{22}$	$3 \cdot 10^7$	Сатурн	$5,7 \cdot 10^{29}$	$2,38 \cdot 10^{10}$	$1,98 \cdot 10^3$
Тетфия	$6,4 \cdot 10^{23}$	$5 \cdot 10^7$	Сатурн	$5,7 \cdot 10^{29}$	$2,95 \cdot 10^{10}$	5
Диона	$1,1 \cdot 10^{24}$	$4,8 \cdot 10^7$	Сатурн	$5,7 \cdot 10^{29}$	$3,8 \cdot 10^9$	$4,3 \cdot 10^3$
Рея	$2,3 \cdot 10^{24}$	$6,5 \cdot 10^7$	Сатурн	$5,7 \cdot 10^{29}$	$5,27 \cdot 10^9$	$2,4 \cdot 10^3$
Титан	$1,36 \cdot 10^{26}$	$2,44 \cdot 10^8$	Сатурн	$5,7 \cdot 10^{29}$	$1,2 \cdot 10^{11}$	$3 \cdot 10^3$
Гиперион	10^{23}	$2,2 \cdot 10^7$	Сатурн	$5,7 \cdot 10^{29}$	$1,48 \cdot 10^{11}$	14
Япет	$1,1 \cdot 10^{24}$	$5,6 \cdot 10^7$	Сатурн	$5,7 \cdot 10^{29}$	$3,56 \cdot 10^{11}$	4,5
Ариэль	$1,3 \cdot 10^{24}$	$3,5 \cdot 10^7$	Уран	$8,7 \cdot 10^{28}$	$1,92 \cdot 10^{10}$	$8 \cdot 10^3$
Умбриэль	$5 \cdot 10^{23}$	$2,5 \cdot 10^7$	Уран	$8,7 \cdot 10^{28}$	$2,6 \cdot 10^{10}$	$1,6 \cdot 10^3$
Титания	$4,3 \cdot 10^{24}$	$5 \cdot 10^7$	Уран	$8,7 \cdot 10^{28}$	$4,38 \cdot 10^{10}$	$1,5 \cdot 10^3$
Оберон	$2,6 \cdot 10^{24}$	$4,5 \cdot 10^7$	Уран	$8,7 \cdot 10^{28}$	$5,86 \cdot 10^{10}$	$4,4 \cdot 10^3$
Миранда	10^{23}	$1,2 \cdot 10^7$	Уран	$8,7 \cdot 10^{28}$	$1,2 \cdot 10^7$	$5,8 \cdot 10^4$
Тритон	10^{26}	$1,9 \cdot 10^8$	Нептун	10^{29}	$3,55 \cdot 10^{10}$	$3 \cdot 10^2$
Харон	$6,4 \cdot 10^{25}$	$6,5 \cdot 10^7$	Плутон	10^{27}	$1,7 \cdot 10^9$	$5,2 \cdot 10^6$

ее центра. Множитель T выражается через гравитационную постоянную и модуль упругости K , и по этой причине он различен для разных планет, но поскольку это различие — в пределах одного порядка величины, можно для первых, пусть достаточно грубых, оценок принять усредненное значение $T \sim 10^{-16}$ (в абсолютной гауссовой системе единиц).

Формулы (3) показывают, что и вертикальная и горизонтальная компоненты напряженности «приливного» бароэлектрического поля над поверхностью планеты зависят от положения точки наблюдения и, если учесть вращение планеты, от времени. Имеются и изменения величин E_r и E_θ , определяемые зависимостью R_0 от времени. У вертикальной составляющей напряженности E_r , правда, есть и постоянная (не зависящая ни от времени, ни от места наблюдения) часть, направленная к центру планеты, как если бы поле порождалось отрицательным электрическим зарядом, равномерно распределенным по поверхности планеты. Именно только он и остается, если иметь в виду усредненные по времени компоненты напряженности поля.

Порождаемые приливыми воздействиями бароэлектрические поля должны быть не только у Земли и Луны, но и над поверхностями многих других небесных тел. О масштабах бароэлектрического поля планет Солнечной системы и некоторых их спутников можно составить представление по величине $E = TMm/(R_0^3R)$. В таблице приведены оценки для ряда тел Солнечной системы. Для всех этих тел используется описанная выше модель.

Как видно из таблицы, наличие электрического поля над поверхностями небесных тел является не исключением, а правилом. Порой напряженности этих полей оказываются весьма значительными,

и их игнорирование (в частности, при решении даже технических проблем космонавтики) может оказаться неправомерным.

Вполне понятно, что «приливные» электрические поля тем больше, чем массивнее источник приливно-го воздействия и чем ближе он расположен. Если таких источников несколько, то порождаемые их действием электрические поля накладываются, а нелинейные эффекты обычно можно не учитывать.

Конечно, как хорошо видно, в частности, на примере Земли и Луны или Юпитера и его ближайшего спутника Ио, процесс «приливно-го индуцирования» электрических полей является в определенной мере взаимным. Этот процесс затрагивает и звезды, а не только планеты.

Задача изучения электрических полей небесных тел до настоящего времени никем не решалась. Более того, такая задача фактически даже никем и не формулировалась. Одна из целей данной публикации — привлечь внимание физиков, планетологов, астрофизиков, а также исследователей в области космонавтики к многочисленным открывающимся здесь научным и техническим проблемам.

Литература

1. Григорьев В.И., Григорьева Е.В. Бароэлектрический эффект и электромагнитные поля планет и звезд. М., 1995.
2. Craig P. // Phys. Rev. Lett. 1969. 22, No. 14. P. 8.
3. Григорьев В.И., Григорьева Е.В., Ростовский В.С. // Изв. АН СССР, Физика Земли. 1990. № 4. С. 3.
4. Григорьев В.И., Григорьева Е.В. // Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 1995. № 1. С. 61 (Moscow University Phys. Bull. 1995. No. 1. P. 56).

Поступила в редакцию
11.11.97

УДК 551.466

ГЕНЕРАЦИЯ ТЕЧЕНИЙ СОЛИТОНАМИ НА ВОДЕ

С. А. Арсеньев, О. А. Живогина, Н. К. Шелковников

(кафедра физики моря и вод суши)

Теоретически смоделированы течения в поле уединенных волн на воде. Полученные формулы для расчетов соответствуют данным лабораторных экспериментов.

О течениях, порождаемых волнами, известно к настоящему времени немного. Объясняется это тем, что течения могут возникать только под действием нелинейных волн, которые начали интенсивно изучаться сравнительно недавно — с 1950-х гг. [1–4]. Исключением являются волны на воде, для которых Стокс еще в XIX в. получил формулу, описывающую средние течения в нелинейных волнах с конечной (но небольшой по сравнению с глубиной) амплитудой [5]. Попытку применить теорию Стокса к описанию реальных течений в прибрежной зоне сделал Манк [6]. Она оказалась безуспешной, так как ряды Стокса очень медленно сходятся, да и амплитуды

волн в прибрежной зоне не малы. Несмотря на это, Манку удалось, используя теорию Мак-Коуэна [7], получить соотношения, пригодные для расчета изменения высоты разбивающихся волн, которые были подтверждены наблюдениями в океане, хотя и имелся значительный разброс точек. В связи с этим Манк указывает [6, с. 433] на необходимость детальных лабораторных исследований, в которых можно избежать сильной изменчивости, присущей волнам в природных условиях. Кроме того, он считает важным использовать хороший волнопродуктор для солитонов. Эти задачи решаются в данной работе. Нас интересуют здесь течения, генерируемые сильно