9. Dolgov A. D., Sazhin M. V., Zeldovich Ya. B. Basic of Modern Cosmology. Editions Frontiers. Paris, 1990.
10. Linde A. Particle Physics and Inflationary Cosmology. Harwood. London, 1990.
11. Rubakov V., Sazhin M. V., Veryaskin A. V.//Phys. Lett. 1982. **115B**. P. 189.
12. Старобинский А. А.//Письма в Астрон. журн. 1985. **11**. С. 323.
13. Allen B., Korand S. Preprint WICS—MIL W 94—TH—11. 1994.
14. Scaramella R., Vittorio N.//Astrophys. J. 1993. **411**. P. 1.
15. White M., Krauss L. M., Silk J.//Ibid. **418**. P. 535.
16. Dolgov A. D., Silk J.//Phys. Rev. 1993. **D47**. P. 2619.
17. Сажин М. В.//Современные теоретические и экспериментальные проблемы общей теории относительности и гравитации. М., 1984. С. 88.
18. Полнарев А. Г.//Астрон. журн. 1985. **62**. С. 1041.
19. Sazhin M. V., Ben'itez N.//Proc. Intern. Workshop «Present and Future of the Cosmic Microwave Background»/Ed. J. L. Sanz, E. Mart'inez and L. Cay'on. Springer-Verlag, 1993. P. 129.
20. Harrari D. D., Zaldariaga M.//Phys. Lett. 1993. **315B**. P. 96.
21. Crittenden R., Davies R. L., Steinhard P. J.//Astrophys. J. 1993. **417**. P. L13.
22. Sironi G., Bonelli G.//Talk Presented at Texas Symposium on Relativistic Astrophysics. 1992.
23. Basko M. M., Polnarev A. G.//Mon. Not. of RAS. 1980. **191**. P. L47.
24. Чандрасекар С. Перенос лучистой энергии. М., 1953.
25. Зельдович Я. Б., Курт В. Г., Сюняев Р. А.//ЖЭТФ. 1968. **55**. P. 278.
26. Дорошкевич А. Г.//Письма в Астрон. журн. 1988. **14**. С. 296.

Поступила в редакцию
18.09.95

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1996. № 3

ГЕОФИЗИКА

УДК 539.038

О ГИРОМАГНИТНОМ ОТНОШЕНИИ НЕБЕСНЫХ ТЕЛ

В. И. Григорьев, Е. В. Григорьева

(кафедра квантовой теории и физики высоких энергий)

Обсуждается вопрос о физических корнях «правила Блэккета» — утверждения о том, что отношения величин магнитных и механических моментов всех небесных тел примерно одинаковы. Получены оценки, относящиеся к той части магнитных моментов, которая обусловлена бароэлектрическим эффектом.

Почти полвека назад были опубликованы две работы [1, 2], в которых выдвигалось и обсуждалось утверждение, получившее в дальнейшем наименование «правило Блэккета». Пользуясь эмпирическими данными об известных в то время магнитных и механических моментах небесных тел, Блэккет пришел к выводу, что отношение их модулей есть величина постоянная, точнее, почти одинаковая для всех этих тел:

$$|\vec{\mathcal{M}}|/|\vec{\mathcal{N}}^0| = \text{const}. \qquad (1)$$

Поскольку теоретического обоснования правило Блэккета в то время не получило, да к тому же попытка автора подтвердить его лабораторными методами не увенчалась успехом, это правило стало восприниматься многими исследователями лишь как случайное совпадение, а не как след проявления некой общей закономерности.

Но уж слишком грандиозны масштабы этих «совпадений», так что естественно еще раз обратиться к вопросу о физических корнях правила Блэккета.

В настоящей заметке делается попытка показать, что перераспределение зарядов в планетах и звездах, обязанное бароэлектрическому эффекту, а также вращение этих зарядов вместе с несущими их небесными телами приводит к порождению магнитных полей, что позволяет пролить свет на правило Блэккета.

Хотя детальное обсуждение бароэлектрического эффекта и методов его теоретического описания проводилось в ряде публикаций, например в [3—5], по-видимому, целесообразно напомнить здесь некоторые основные положения.

Вопреки довольно распространенному мнению, электростатическое поле в проводнике далеко не всегда отсутствует. Проводник является эквипотенциальной областью, только если он и химически и физически однороден. Если же параметры, определяющие химический состав или (и) физическое состояние проводника, меняются от точки к точке, то в толще проводника напряженность электростатического поля, вообще говоря, не равна нулю. Так, хорошо известно появление контактной разности потенциалов в химически неоднородных проводниках, термоэлектрических полей в проводниках, в которых поддерживаются перепады температур, и т. д. Электростатическое поле имеется в проводнике, даже если он химически однороден и все его участки не различаются по температуре, но внутренние напряжения в них неодинаковы. В наиболее простом варианте, когда рассматривается жидкий проводник, отпадает необходимость обращаться к тензору напряжений и дело сводится к градиентам давлений. Даже если давление — единственный параметр, меняющийся в проводнике от точки к точке, в этом проводнике благодаря перераспределению зарядов (электроны вытесняются из областей больших в области меньших давлений) поддерживается электрическое поле. В этом и заключается бароэлектрический эффект.

Теоретическое его рассмотрение для равновесных проводников можно основывать на наиболее общем термодинамическом условии равновесия — условии постоянства электрохимического потенциала

$$\operatorname{grad} \mu_e = 0. \tag{2}$$

Однако более удобно опираться на эквивалентное (2) условие постоянства плотности «избыточной» энергии

$$\operatorname{grad} \left\{ W(p) + \frac{1}{8\pi} \mathbf{E}^2 \right\} = 0, \tag{3}$$

где $W(p)$ — разность между энергией единицы объема проводника при давлении p и при нулевом давлении, а $\mathbf{E}$ — макроскопическая, т. е. усредненная по физически бесконечно малым объемам, напряженность электрического поля, возникающего благодаря тому перераспределению электронов, которое вызывается неоднородностью внутренних напряжений в проводнике. Это поле удобно именовать бароэлектрическим.

Пользуясь (3) и зная распределение давлений, можно находить $\mathbf{E}$, если только известна зависимость W от p. Нахождение этой зависимости — центральный пункт теории бароэлектрического эффекта. Наиболее точно и последовательно эта проблема решается в рамках микроскопического подхода на базе квантовой теории. Но, как показано в

процитированных выше работах, более грубые, но зато и значительно более простые оценки можно получить в рамках феноменологического подхода, представляя $W(p)$ в виде

$$W(p)=p^2/(2B+\gamma p), \tag{4}$$

где B — модуль всестороннего сжатия среды (который обычно порядка давления Ферми p_F), а γ — безразмерный параметр, близкий к единице. При $p \ll B$, когда можно пользоваться упругим приближением, учитывая только упругость объема, но не формы, это переходит в известное выражение $W(p) \approx p^2/2B$, а если давление достаточно велико, то

$$W(p) \approx p/\gamma. \tag{5}$$

При $\gamma=2/3$ это совпадает с выражением для объемной плотности энергии газа невзаимодействующих электронов, упругость которого определяется исключительно только принципом Паули. Такая модель газа невзаимодействующих электронов, не учитывающая ни межэлектронного электрического взаимодействия, ни воздействия на электроны кулоновского поля ядер, оказывается тем более реалистичной, чем выше давление. Действительно, по мере роста давления вещество сжимается, размеры атомных ячеек уменьшаются, так что кинетическая энергия электронов (позволительно ограничиться квазиклассическим приближением) неуклонно возрастает, благодаря чему влияние на них электрических взаимодействий становится все менее существенным. Таким образом, когда давление приближается к давлению Ферми и тем более превосходит его, можно пользоваться для $W(p)$ выражением (5). Заметим еще, что, как показывает более детальный анализ, феноменологические оценки для зарядов и токов, а также для напряженностей бароэлектрических (и «баромагнитных») полей оказываются завышенными примерно на один порядок по сравнению с более точными микроскопическими оценками.

Переходя к рассмотрению обусловленных бароэлектрическим эффектом магнитных моментов небесных тел, нужно прежде всего остановиться на выборе модели последних. Из всех такого рода моделей мы остановимся на простейшей: будем рассматривать эти тела как химически однородные, холодные, электронейтральные, вращающиеся как единое целое с угловой скоростью $\boldsymbol{\omega}$ шары.

Понятно, что такая модель является весьма, даже, на первый взгляд, недопустимо грубой. Реальные планеты и тем более звезды не являются холодными, в них имеются внутренние дифференциальные движения, да и химический состав у различных тел и внутри каждого из них неодинаков. Таким образом, необходимо оправдать обращение к такой упрощенной модели.

Учет конечности температур и их градиентов в действительности важен — хотя бы из-за уже упоминавшегося выше термоэлектрического перераспределения зарядов. Однако для ряда планет, в том числе для Земли, вклад температурных эффектов относительно невелик, что было показано в указанных выше работах. Для звезд же такой вклад в электрические и магнитные поля, разумеется, больше, но так как он имеет тот же знак, что и обусловленный бароэлектрическим эффектом, то, отвлекаясь от учета температурных эффектов, мы получаем оценки снизу, которые представляют самостоятельный интерес.

Учет химических неоднородностей позволил бы включить в рассмотрение «контактные» поля, которые, естественно, также наслаиваются на бароэлектрические. Но, как показывает более основательное

рассмотрение, могущие здесь появиться изменения в оценках не меняют порядка величин, а поскольку все рассмотрение не претендует на более высокую точность, нежели по порядку величин, такой учет при нынешнем уровне оценок преждевременен.

Отказываясь от учета дифференциальных внутренних движений, т. е. принимая, что небесное тело вращается как единое жесткое целое, мы теряем возможность учесть те физические процессы — эффекты динамо, — которые, по мнению большинства исследователей, и определяют основные черты процесса формирования магнитных полей этих тел. Но мы идем на отказ от учета магнитогидродинамических эффектов именно потому, что наша главная цель — учет бароэлектрических полей, не завуалированных полями иной природы.

Таким образом, принятая нами модель отвечает поставленной задаче — проанализировать, какое отношение имеет бароэлектрическое перераспределение зарядов к правилу Блэккета.

Под действием собственного гравитационного поля небесного тела в нем возникают перепады давлений. Если рассматривать это тело как «каплю» — жидкий шар радиуса R и массы M, то в гидростатическом приближении, не учитывая центробежных эффектов, можно записать распределение давлений в виде

$$p(r)=p(0)\,(1-r^2/R^2), \tag{6}$$

где r — расстояние от центра шара, $p(0)=(1/2)g\tau R$, а τ есть усредненная механическая плотность: $\tau=3M/(4\pi R^3)$, g — ускорение свободного падения на поверхности шара $r=R$ под действием его тяготения.

По мере уменьшения расстояния от центра реальных небесных тел давление увеличивается в них, конечно, быстрее, чем это описывается формулой (6), и вовсе не так гладко, так что, пользуясь этой формулой, нельзя претендовать на высокую точность, однако для оценок по порядку величины она может быть принята.

Используемая нами модель предполагает сферическую симметрию. Это проявляется, в частности, в том, что напряженность бароэлектрического поля направлена радиально, т. е. $\mathbf{E}=\mathbf{i}_r E(r)$, что позволяет, используя (3), записать

$$E(r)=\sqrt{8\pi\{W_0-W(r)\}}. \tag{7}$$

Постоянная интегрирования W_0 находится из условия $E(0)=0$, обеспечивающего, заметим, и неотрицательность подкоренного выражения в (7). Эта постоянная может быть истолкована как максимальная плотность «избыточной» энергии в центре шара.

По мере возрастания r величина напряженности бароэлектрического поля $E(r)$ увеличивается, достигая максимального значения у поверхности шара: $E(R)=\sqrt{8\pi W_0}$, поскольку $W(R)=0$. Будем полагать, что шар в целом электронейтрален, так что за его пределами $r>R$ поле отсутствует: $E_{\text{ext}}=0$. На границе раздела $r=R$, таким образом, напряженность бароэлектрического поля испытывает скачок, т. е. существуют поверхностные заряды, плотность которых σ равна

$$\sigma=-\frac{1}{4\pi}E(R). \tag{8}$$

Плотность же объемных зарядов ρ определяется уравнением Максвелла $\operatorname{div}\mathbf{E}=4\pi\rho$. Таким образом, определив $\mathbf{E}(r)$, нетрудно найти и распределение как поверхностных, так и объемных зарядов.

Эти заряды вращаются вместе с шаром, благодаря чему создается магнитное поле*). В рамках рассматриваемой модели это поле над поверхностью шара оказывается чисто дипольным. Полный дипольный магнитный момент можно представить в виде $\vec{\mathcal{M}} = \vec{\mathcal{M}}_V + \vec{\mathcal{M}}_S$, где $\mathcal{M}_V$ обязано вращению объемных, а $\mathcal{M}_S$ — поверхностных зарядов:

$$\vec{\mathcal{M}}_V = \omega \frac{R^4}{3c} E(R) - \frac{2\omega}{3c} \int_0^R dr r^3 E(r), \tag{9}$$

$$\vec{\mathcal{M}}_S = -\omega \frac{R^4}{3c} E(R).$$

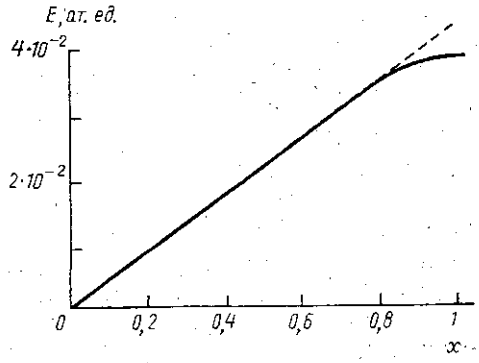
Полный магнитный момент, таким образом, есть

$$\mathcal{M} = -\frac{2}{3c} \omega R^4 J, \tag{10}$$

где

$$J = \int_0^1 dx \cdot x^3 E(x); \quad x \equiv r/R.$$

Пользуясь выражением (4) для $W(p)$ и подставляя для p распределение (6), нетрудно найти $E(x)$, а значит, и $\vec{\mathcal{M}}$. Особенно просто проделать это, если воспользоваться (5). Конечно, это огрубляет оценки, так как (5) перестает быть надежным при $p \ll p_F$. Однако, как видно из рисунка, это заметно сказывается лишь на значениях $E(x)$, (т. е. и ρ) лишь в приповерхностной области, так что при наших (довольно грубых) оценках этого можно не учитывать. Заметим также, что использование (5) освобождает от необходимости привлекать к рассмотрению такую не всегда доступную для определения величину, как B, у небесных тел.



Значения $E(x)$, вычисленные по формуле (7): сплошная линия соответствует определению W согласно (4), штриховая — согласно (5)

Основываясь на (3) и (5), получаем для $E(x)$ выражение

$$E(x) = x\sqrt{8\pi p(0)/\gamma} = x \frac{M}{R^2} \sqrt{3G/\gamma}, \tag{11}$$

что в соответствии с (10) приводит к полному магнитному моменту, обусловленному бароэлектрическим эффектом:

$$\vec{\mathcal{M}} = -\frac{2MR^2}{5c} \omega \sqrt{G/3\gamma}. \tag{12}$$

Для оценки момента количества движения

$$\vec{\mathcal{N}} = \int dv \tau(r) [\mathbf{r}[\boldsymbol{\omega}\mathbf{r}]] \tag{13}$$

*) В собственной, т. е. вращающейся вместе с телом, системе отсчета напряженность бароэлектрического поля, строго говоря, получается несколько отличающейся от той, которая была бы в отсутствие вращения, но если $\omega R \ll c$ (медленное вращение), этим отличием можно пренебречь.

положим, что механическая плотность τ постоянна (это огрубляющее предположение в действительности мало существенно). Тогда

$$\vec{\mathcal{N}} = \frac{2}{5}\omega M R^2 \tag{14}$$

и отношение модулей $|\vec{\mathcal{M}}|$ и $|\vec{\mathcal{N}}|$ принимает вид

$$|\vec{\mathcal{M}}|/|\vec{\mathcal{N}}| = \frac{1}{c}\sqrt{G/3\gamma}. \tag{15}$$

Полученный результат представляется непосредственным подтверждением правила Блэккета: в правой части (15) при $\gamma=2/3$ остается лишь комбинация, одинаковая для всех небесных тел.

Подводя итоги, нужно заметить, что далеко не всегда реализуются условия, обеспечивающие выполнение правила Блэккета. Из всех принятых выше допущений особенно важно, что не учитывались эффекты динамо — генерации. По этому поводу, однако, можно заметить, что хотя в каждый конкретный момент магнитные поля планет и особенно звезд не всегда выглядят как дипольные, но при усреднении по достаточно большим промежуткам времени черты дипольности проявляются, примером чего может быть Солнце. Причиной этого является то, что бароэлектрическое перераспределение зарядов и связанный с этим (и с вращением) магнетизм сравнительно стабильны и не несут тех случайных черт, которые существуют у магнитогидродинамической части магнитного поля.

Закончим численной оценкой. Величина магнитного момента Солнца порядка 10^{34}, а механического — порядка 10^{48} (в единицах СГС). Получаем для отношения этих величин $|\vec{\mathcal{M}}|/|\vec{\mathcal{N}}| \approx 10^{-14}$. В этих же единицах, если подставить $\gamma=2/3$, получаем $(1/c)\sqrt{G/3\gamma} \approx 6 \cdot 10^{-15}$, что примерно вдвое меньше. Поскольку все наши оценки заведомо не могут претендовать на высокую точность, указанные численные значения можно признать удовлетворительными. Для Земли отношение $|\vec{\mathcal{M}}|/|\vec{\mathcal{N}}|$ порядка 10^{-15}, что еще лучше отвечает (15).

Данные для других планет приведены в таблице. В значениях магнитных моментов не учтены вклады магнитогидродинамического

Объект	M	ω	R	$\lvert\vec{\mathcal{M}}\rvert$	$\lvert\vec{\mathcal{N}}\rvert$	$\lvert\vec{\mathcal{M}}\rvert/\lvert\vec{\mathcal{N}}\rvert$
Солнце	$2\cdot10^{33}$	$2{,}8\cdot10^{-6}$	$7\cdot10^{10}$	10^{34}	$1{,}6\cdot10^{48}$	10^{-14}
Меркурий	$3{,}3\cdot20^{26}$	$1{,}3\cdot10^{-5}$	$2{,}4\cdot10^{8}$	10^{22}	$5\cdot10^{36}$	$2\cdot10^{-15}$
Венера	$4{,}9\cdot10^{27}$	$3\cdot10^{-7}$	$6{,}1\cdot10^{8}$	$5{,}7\cdot10^{22}$	10^{38}	$3\cdot10^{-16}$
Земля	$6\cdot10^{27}$	$7{,}3\cdot10^{-5}$	$6{,}4\cdot10^{8}$	$8{,}3\cdot10^{25}$	$6\cdot10^{40}$	$4\cdot10^{-15}$
Луна	$7\cdot10^{25}$	$2{,}7\cdot10^{-6}$	$1{,}4\cdot10^{8}$	10^{20}	10^{36}	10^{-16}
Марс	$6{,}4\cdot10^{26}$	$7\cdot10^{-5}$	$3{,}4\cdot10^{8}$	$2{,}3\cdot10^{23}$	$3\cdot10^{39}$	$8{,}6\cdot10^{-17}$
Юпитер	$1{,}9\cdot10^{30}$	$1{,}8\cdot10^{-4}$	$7{,}1\cdot10^{9}$	10^{30}	$5\cdot10^{45}$	$2\cdot10^{-16}$
Сатурн	$5{,}7\cdot10^{29}$	$1{,}7\cdot10^{-4}$	$6\cdot10^{9}$	$4{,}4\cdot10^{29}$	$3\cdot10^{45}$	$1{,}3\cdot10^{-16}$
Уран	$8{,}7\cdot10^{28}$	$1{,}6\cdot10^{-4}$	$2{,}5\cdot10^{9}$	10^{27}	$3\cdot10^{43}$	$3\cdot10^{-17}$
Нептун	10^{27}	$1{,}1\cdot10^{-4}$	$2{,}5\cdot10^{9}$	10^{28}	$2\cdot10^{41}$	$5\cdot10^{-14}$
Вирджиния-78	$5\cdot10^{33}$	10^{-4}	10^{11}	10^{26}	10^{51}	10^{-15}
Пульсар Геркулес X-1	$4\cdot10^{33}$	5,1	10^{6}	$6\cdot10^{30}$	$6{,}8\cdot10^{45}$	10^{-15}

происхождения, хотя они, как правило, больше, чем баромагнитные. Для гиромагнитного отношения получаются довольно грубые оценки, поскольку моменты импульсов вычисляются в предположении о посто-

янстве механической плотности и на основании данных об угловой скорости только лишь поверхностных частей планеты или звезды.

ЛИТЕРАТУРА

1. Blackett P. M. S.//Nature. 1947. **159**. P. 158.
2. Blackett P. M. S.//Phil. Trans. Roy. Soc. of London. 1947. **A245**. P. 307.
3. Григорьев В. И., Григорьева Е. В., Ростовский В. С.//Физика Земли. 1990. № 2. С. 3.
4. Григорьев В. И., Григорьев Е. В.//Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 1986. № 2. С. 3 (Moscow University Phys. Bull. 1986. N 2. P. 1).
5. Григорьев В. И., Григорьева Е. В.//Там же. 1991. № 5. С. 68 (Ibid. 1991. N 5. P. 66).

Поступила в редакцию
01.03.95

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1996. № 3

УДК 621.391.81

СТАТИСТИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ РАССЕЯННОГО ПОЛЯ, ОТРАЖЕННОГО ОТ НЕОДНОРОДНОГО ПОГЛОЩАЮЩЕГО ИОНОСФЕРНОГО СЛОЯ

В. Д. Гусев, Е. Г. Михайлова, Л. И. Приходько

(кафедра физики атмосферы)

Рассмотрены спектральные характеристики рассеянного поля, отраженного от неоднородного поглощающего ионосферного слоя. В приближении однократного рассеяния получены точное и приближенное выражения для углового спектра мощности на выходе из ионосферы, пригодные для вертикального и наклонного зондирования. Анализируется структура спектров мощности рассеянного поля для различных параметров неоднородных ионосферных слоев.

Наиболее распространенными методами исследования неоднородной структуры ионосферы продолжают оставаться радиометоды, при использовании которых по дифракционной картине на поверхности Земли определяются параметры неоднородностей электронной плотности. Однозначное определение свойств рассеивающего слоя по дифракционной картине на Земле является сложной задачей, поэтому часто пользуются приближенными моделями, например моделью шероховатого экрана, заменяющего ионосферный слой с неоднородностями. Однако задача распространения радиоволн в ионосфере имеет некоторые характерные особенности. Необходимо учитывать регулярное изменение средних параметров слоя с высотой. При зондировании ионосферы с Земли происходит отражение электромагнитных волн от уровня, где диэлектрическая постоянная обращается в нуль (при нормальном падении на слой). Решение задачи в этой области вызывает определенные трудности, так как необходимо еще учитывать отражение рассеянных волн. К усложнению задачи приводит учет поглощения в ионосфере, обусловленного превращением энергии колеблющихся в поле волны электронов в тепло при их столкновениях с более тяжелыми частицами. Еще более усложняет задачу учет магнитного поля Земли и расщепление сигнала на две магнитоионные компоненты, которые здесь, однако, рассматривать не будем.

Для описания свойств рассеянного поля используется в основном понятие пространственного энергетического спектра, связанного фурье-преобразованием с пространственной функцией корреляции. Это связано с тем, что для спектральных характеристик поля и интенсивности