АСТРОНОМИЯ

УДК 523.746

БАРОЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ В ЗВЕЗДАХ

В. И. Григорьев, В. С. Ростовский

(*кафедра квантовой теории и физики высоких энергий*)

E-mail: sibaev@goc.msu.ru

Обсуждается бароэлектрическое перераспределение зарядов и порождаемое им электрическое поле в звездах.

Положение об отсутствии электростатических полей в проводниках относится лишь к проводникам однородным и химически, и физически. При наличии же неоднородностей, даже при равновесии, электрические поля не исчезают, что обусловливает хорошо известные описанные теоретически и обнаруженные экспериментально эффекты, которые можно назвать «градиентными», поскольку они связаны с градиентами физических параметров. Эти эффекты детально рассмотрены, например, в книге Л. Д. Ландау и Е. М. Лифшица «Электродинамика сплошных сред» [1].

Но даже в этой пользующейся заслуженной известностью книге есть неточность: ошибочно утверждается, что «...неоднородность давления (или плотности) при постоянной температуре не может привести к возникновению поля (или тока) в проводнике...». Правильна та часть этого утверждения, которая относится к токам, но не к электрическим полям. Такие поля с необходимостью должны возникать при наличии неоднродностей давлений по очевидной причине: давление входит в число параметров, от которых зависит энергия электронов. Поэтому при наличии неоднородностей давления происходит перераспределение электронов, что и порождает электрическое поле*). Подробнее этот вопрос рассматривается в работе [2], здесь же мы обратимся к обсуждению внутризвездных бароэлектрических полей.

Перераспределение зарядов, порождаемое перепадами давлений, происходит и в звездах. Но в ряде аспектов имеется отличие от того, что относится к бароэлектрическому эффекту в твердотельных планетах земной группы, где перераспределение зарядов выглядит как вытеснение электронов из внутренних областей на четко выраженную поверхность этих небесных тел, отсутствующую у звезд.

Для объяснения всех процессов бароэлектрического перераспределения зарядов существует ряд теоретических подходов, из которых удобнее всего использовать «энергетический» подход.

*) Аналогичный процесс, связанный с зависимостью работы выхода от плотности, обуславливает появление известного «потенциала наклепа».

Вначале обратимся к рассмотрению этого подхода применительно к конденсированным средам.

Полная энергия электронов внутри атомной ячейки отрицательна, но ее модуль зависит от радиуса ячейки, который уменьшается с ростом давленеия. Количественное исследование этой зависимости изложено, например, в работе [2] на базе модели, в которой вещество рассматривается как совокупность сферически симметричных атомных ячеек, описываемых с помощью метода Хартри–Фока–Слейтера [3]. Численные расчеты позволяют получить энергию ячейки $U(b)$ как функцию ее радиуса b в виде таблиц, графиков (подробнее см. [1, 3]) или, что еще удобнее, интерполировать их полиномами. Минимального значения эта величина достигает при $b = b_0$, при котором давление $p = 0$. Отметим, что как при сжатии ($p > 0$), так и при растяжении среды ($p < 0$) энергия атомных ячеек увеличивается по сравнению с U_0.

Зависимость энергии электронов в атомной ячейке от давления приводит к тому, что при наличии градиентов последнего электронам энергетически выгодно переходить из областей, где больше объемная плотность энергии $\frac{3}{4\pi b^3}U(p)$, в области, где она меньше. Такое перераспределение электронов приводит к порождению электрического поля, так что полная плотность «избыточной» энергии принимает вид $W(p) + \frac{1}{8\pi}E^2$, где E — макроскопическая, т. е. усредненная по физически бесконечно малым объемам напряженность электрического поля, $W(p) = \frac{3}{4\pi b^3}(U(p) - U(p_0))$, а где p_0 — максимальное (в центре планеты) давление.

При установившемся равновесии

$$\operatorname{grad}\left(W(p) + \frac{1}{8\pi}E^2\right) = 0. \qquad (1)$$

Условие (1) при учете соображений симметрии позволяет определить напряженность бароэлектрического поля.

Для первых оценок бароэлектрических полей можно ограничиться моделью планеты как химически однородного сферически симметричного шара радиуса R, вращающегося как единое целое и не испытывыающего внешних возжействий. Напряженность бароэлектрического поля в такой планете (в рамках указанной модели оно именуется главным) имеет только радиальную компоненту, которая монотонно возрастает от нуля в центре планеты до максимального значения $E(R) = \sqrt{8\pi W(p_0)}$ у ее поверхности, а за ее пределами скачком обращается в нуль (если считать, что полный — объемный и поверхностный — заряд планеты равен нулю).

Вращение зарядов вместе с планетой создает магнитное поле («главное баромагнитное»). Магнитный момент получается направленным противоположно механическому, а его модуль по порядку величины близок к эмпирическим значениям и объясняет правило Блеккета [4, 5, 6]. Кроме бароэлектрической, имеется и магнитогидродинамическая (часто доминирующая) часть магнитного момента, так что ожидать более точного совпадения и не следует.

Переходя к обсуждению бароэлектрических полей в плазменных образованиях, каковыми являются звезды, заметим, что благодаря высоким температурам атомные ячейки разрушаются, т. е. происходит ионизация. Однако связи между ионами и электронами сохраняются в видоизмененном виде — появляются дебаевские ячейки из ионов и экранирующих их кулолновское поле электронов. В некотором смысле можно сказать, что на место атомных ячеек конденсированных сред в плазме следует поставить дебаевские ячейки.

Для получения оценок того электрического поля, которое возникает в звездной плазме, удобнее обратиться к подходу, основанному на использовании условия механического равновесия дебаевских ячеек. Для простоты примем, что плазма имеет только две компоненты, электронную и протонную. Гравитационная сила, действующая на протон в каждой ячейке (значительно более слабое гравитационное воздействие на электроны можно не учитывать), равна

$$\mathbf{F}_g = m_p \mathbf{g}(r),$$

где m_p — масса протона, $\mathbf{g}(r)$ — напряженность гравитационного поля на расстоянии r от центра звезды.

В шестидесятые годы появился ряд работ, посвященных вопросу электрической поляризации проводников под действием гравитационного поля (см., напр., [6]), и даже вошел в употребление термин «поле Барнхилла–Шиффа». Если ограничиться элементарной оценкой, основанной на соотношении $eE = mg$, где m — масса ядра атома, и означающей, что гравитационное воздействие на ядро уравновешивается электрическим, то напряженность этого поля получается равной $E = \frac{m}{e} g$.

Но такая оценка заведомо не может относиться к макроскопической, т. е. усредненной по физически бесконечно малым объемам, напряженности электрического поля, возникающего при поляризации вещества под действием гравитации, так как она не учитывает эффекта экранизации электронами кулоновских полей ядер атомов. В частности, если вновь обратиться к рассмотрению плазмы, то при рассмотрении условий механического равновесия каждой дебаевской ячейки нужно учитывать и воздействие на нее в целом электрического поля.

Под действием электрического поля напряженности E ячейка приобретает электрический дипольный момент $d \sim b^3 E$, где b — дебаевский радиус, для которого можно принять известное приближенное выражение

$$b = \sqrt{\frac{kT}{4\pi n e^2}},$$

k — постоянная Больцмана, T — абсолютная температура, а n — число электронов в единице объема; в очень хорошем приближении плазма является квазинейтральной, так что концентрации электронов и протонов можно отождествить.

Температура и концентрация не являются константами, в модели сферически симметричной звезды они зависят от расстояния r от ее центра.

Условие равновесия дебаевской ячейки — равенство нулю суммарно действующей на нее гравитационной и электрической силы — обеспечивает и выполнение макроскопического условия равновесия, которое можно представить в виде $F_g + F_e = 0$, где гравитационная сила $F_g = -i_r m_p g(r)$, ($g(r)$ — модуль направленной радиально напряженности гравитационного поля), а электрическая сила $F_e = (d\nabla)E = i_r \frac{b^3}{2} \frac{d}{dr} E^2$. Поскольку гравитационная сила направлена к центру звезды, а электрическя — от центра, условие механического равновесия можно записать следующим образом:

$$m_p g(r) = \frac{b^3}{2} \frac{d}{dr} E^2.$$

Если обозначить $M(r)$ часть массы звезды в области радиуса r, то $g(r) = \frac{GM(r)}{r^2}$ (G — гравитационная постоянная), то выражение для $E(r)$ принимает вид:

$$E(r) = \left(2m_p \int_0^r \frac{g(x)}{b(x)^3} dx \right)^{1/2}. \qquad (2)$$

Пользуясь формулой (2) и привлекая эмпирические данные о параметрах звезд, можно получить оценки для напряженностей электрических полей в их недрах. Если принять, что можно пользоваться сферически симметричной моделью, то эти напряженности направлены по радиусу звезды и их величина вначале довольно быстро, а по мере дальнейшего увеличения r все более медленно возрастает, достигая, например, у Солнца максимального значения $\sim 10^8$ (в абсолютных гауссовых единицах).

На рис. 1 представлен график зависимости величины напряженности электрического поля от $x = r/R_\odot$. При $x \approx 1$ эмпирические данные, да и сам используемый теоретический подход утрачивают

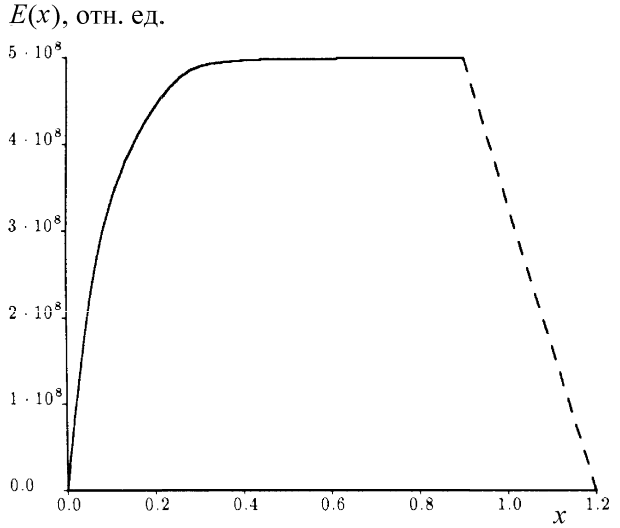

Рис. 1. Зависимость величины напряженности бароэлектрического поля от $x = r/R$. Пунктирная часть графика относится к той периферической области, для которой эмпирические значения параметров звезды ненадежны

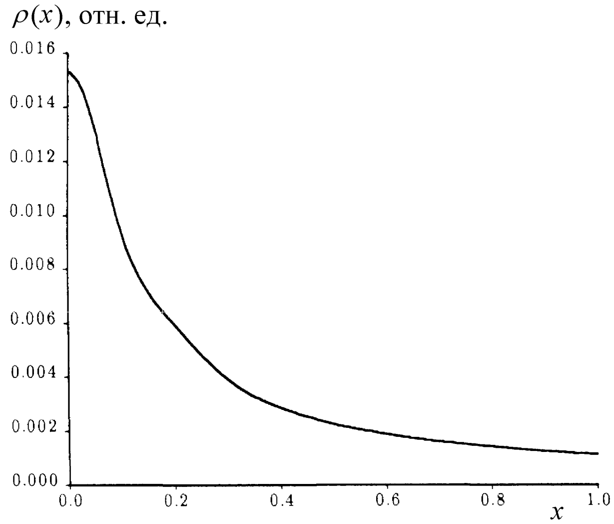

Рис. 2. Объемная плотность заряда как функция $x = r/R$. График не продолжен в область $x > 1$, где эмпирические значения параметров недостаточно надежны

надежность (пунктир на графике), хотя качественная картина понятна: у поверхности хромосферы и частично в короне, т. е. в тех областях, в которые электроны вытесняются из недр Солнца, напряженность электрического поля быстро падает (до нуля, если Солнце в целом электронейтрально).

После того, как найдена напряженность электрического поля, можно вычислить объемную плотность зарядов. В рамках рассматриваемой предельно упрощенной модели распределение зарядов получается не зависящим от времени и сферически симметричным. По отношению к реальной картина такого распределения может пониматься как усредненная по времени.

Эта картина оказывается несколько иной, чем для распределения зарядов в планетах земной группы. Там объемная плотность зарядов получалась положительной и примерно постоянной внутри планеты, а электронейтральность планеты обеспечивалась отрицательными поверхностными зарядами. В звездах же положительная объемная плотность заряда, как видно из приводимого ниже рис. 2 (построенного в предположении, что полный заряд звезды равен нулю), довольно быстро падает по мере удаления от центра звезды, а вблизи ее поверхности объемная плотность заряда делается отрицательной и убывающей по модулю (на рис. не показано). Закон этого убывания определяется распределением температуры и плотности плазмы в периферической области звезды, и о нем можно лишь сказать, что поле захватывает области внешней части хромосферы, а также внутренней и средней короны. На рис. 2 график поэтому не продолжен за пределы $x > 1$. Можно, однако, утверждать, что плазма в недрах Солнца, и в том числе в его приповерхностной области, оказывается в электрическом поле, напряженность которого может достигать значений $\sim 10^8$ [СГСЭ], что обеспечивает возможность электрокинетического флуктуационного ударного нагревания до регистрируемых в короне температур в миллионы градусов*).

*) В отсутствие флуктуаций безваттное бароэлектрическое поле не может вызывать ударного нагревания плазмы.

Литература

1. *Григорьев В.И., Григорьева Е.В.* Бароэлектрический эффект и электромагнитные поля планет и звезд. М., 1995.
2. *Slater J.* // Phys. Rev. 1951. **81**. P. 385.
3. *Григорьев В.И., Григорьева Е.В., Ростовский В.С.* // Изв. АН СССР. Физика Земли. 1990. №4. С. 3.
4. *Blacket P.M.S.* // Nature. 1949. **159**. P. 658.
5. *Blacket P.M.S.* // Phil. Trans. Roy. Soc. Lond. 1952. **245**, No. 897. P. 309.
6. *Shiff L.I., Barnhill M.V.* // Phys. Rev. 1966. **151**. P. 1067.
7. *Григорьев В.И., Григорьева Е.В.* // Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 1996. №3. С. 75 (Moscow University Phys. Bull. 1996. No. 3. P. 67).
8. *Григорьев В.И., Ростовский И.С.* // Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 2000. №3. С. 41 (Moscow University Phys. Bull. 2000. No. 3. P. 46).

Поступила в редакцию
17.06.02