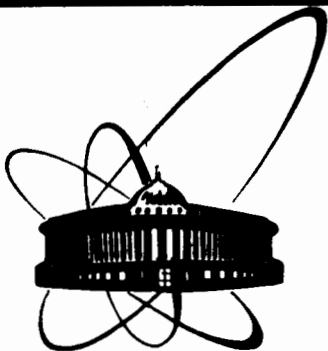


3/x¹-83



ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

5134/83

P14-83-406

Б.В.Васильев

БАРОЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ

Направлено в "Журнал экспериментальной
и теоретической физики"

1983

1. Бароэлектрическим эффектом мы называем отклонение от логической электронной нейтральности металла, возникающее под действием градиента давления. Это явление будет иметь место, например, в некоторых жидких металлах, если их поместить в центрифугу. Металл можно рассматривать состоящим из двух подсистем - ионной и подсистемы электронов проводимости, каждая из которых обладает собственной упругостью. При вращении жидкого металла в центрифуге поле центробежных сил тяжелую ионную жидкость будет отталкивать к периферии, а на электроны проводимости окажет пренебрежимо малое воздействие. При этом бароэлектрический эффект возникнет в тех металлах, сжимаемость которых определяется сжимаемостью системы электронов проводимости, т.е. в металлах, у которых модуль всестороннего сжатия ионной решетки V_i мал по сравнению с модулем всестороннего сжатия MBC / их электронного газа V_e :

$$V_e > V_i . \quad /1/$$

Сила, приложенная к ионам в этих металлах, вызовет деформацию электронного газа и некоторое отделение ионов от электронов. Для оценки этого эффекта представим, что электрон проводимости равномерно заполняет сферический объем

$$\frac{4}{3} \pi R^3 = \frac{1}{n} , \quad /2/$$

где n - число электронов проводимости /ионов/ в единице объема металла.

Металл для простоты будем считать одновалентным. Ион в отсутствие внешних сил расположится в центре этого сферического объема.

Для того, чтобы ответить на вопрос, почему для существования бароэлектрического эффекта в описанных условиях необходимо выполнение условия /1/, рассмотрим сначала металл с жесткой решеткой и мягким электронным газом, т.е. металл, у которого, наоборот, $V_i \gg V_e$.

Пусть к каждому иону такого металла будет приложена внешняя сила $\vec{f}(r)$, зависящая в общем случае от координат. При этом важным для дальнейшего рассмотрения обстоятельством является то, что действующие на ион в глубине металла силы суммируются, так что на i -й ион, находящийся на глубине r /в направлении силы \vec{f} / от поверхности металла, действует сила

$$\vec{F}(r) = \sum_{i=1}^8 \frac{r \sqrt{n}}{r \sqrt{n}} f_i(r) = \int_0^r f(r) \sqrt{n} dr. \quad /3/$$

Эта сила, вызвав некоторую деформацию, в равновесии будет скомпенсирована упругой реакцией решетки. Электронный газ при таком условии не будет играть существенной роли - его плотность "подстроится" под изменение плотности решетки.

По-иному обстоит дело в металлах с $V_e \gg V_i$. Это условие не означает, что между ионами нет взаимодействия. Силы между ионами обуславливают то, что на i -й ион, как и ранее, действует сила $F(r)$, определяемая равенством /3/. Условие /1/ означает, что при сжатии металла внешнее усилие идет на деформацию электронного газа.

Поэтому приложение к иону силы $\vec{F}(r)$ приведет к сжатию электронного газа и смещению иона на некоторое ΔR от центра сферы, занимаемой электроном проводимости, определяемой равенством /2/. Смещение произойдет в направлении действия силы, которая в равновесии будет скомпенсирована возникающим электрическим притяжением:

$$\frac{\frac{4}{3}\pi(\Delta R)^3 \rho_e \cdot e}{(\Delta R)^2} = F(r). \quad /4/$$

Здесь $\rho_e = en$ - плотность электронов, e - заряд электрона /иона/. Тогда каждый атом металла приобретет дипольный момент

$$\vec{d} = e\Delta R = \frac{\vec{F}(r)}{\frac{4}{3}\pi en}, \quad /5/$$

а единица объема металла приобретет дипольный момент

$$\vec{D} = n\vec{d} = \frac{p(r) \cdot \vec{\kappa}}{\frac{e}{R^2} \sqrt{\frac{4}{3}\pi}}. \quad /6/$$

Здесь учтено, что внешняя сила, действующая на единицу объема, в равновесии равна градиенту развиваемого ею давления:

$$\vec{f}(r) \cdot n = -\vec{\nabla} p(r)$$

и $\vec{\kappa} = \frac{\vec{f}}{f}$ - единичный вектор в направлении внешней силы. Этот дипольный момент может быть вычислен и другим путем.

Действие силы $\vec{F}(r)$ на ион вызовет осевую деформацию электронного газа в направлении силы и его всестороннее сжатие.

Величина смещения центра электронного облака относительно иона при этом будет выражаться по закону Гука через модуль Юнга Y , характеризующий упругость электронного газа, сдвигаемого относительно решетки:

$$\frac{\Delta R}{R} = \frac{p(r)}{Y}. \quad /7/$$

Так как и в осевой деформации, и во всестороннем сжатии определяющим параметром является упругость электронного газа, то $Y = 3V_e$, в результате чего

$$\vec{d} = e\Delta R = \frac{p(r) \cdot \vec{\kappa} \cdot e}{3V_e} R \quad /8/$$

и

$$\vec{D} = \frac{p(r) \cdot \vec{\kappa} \cdot e}{V_e \cdot 4\pi R^2}.$$

Согласно электронной теории металлов /1/, МВС электронного газа V_e связан с его удельной энергией $\xi = \frac{3}{2} p_e$ соотношением

$$V_e = \frac{5}{3} p_e - \frac{10}{9} \xi. \quad /9/$$

Здесь p_e - собственное давление электронного газа в металле. В соответствии с выбранной нами моделью

$$\xi = p \cdot \frac{e^2}{2R}, \quad /10/$$

т.е.

$$V_e = \frac{5}{12\pi} \frac{e^2}{R^4}. \quad /11/$$

В веществе, имеющем плотность дипольных моментов \vec{D} , существует электрическое поле с напряженностью

$$\vec{E} = -4\pi \vec{D}.$$

С учетом /11/ из /8/ получаем

$$\vec{E}(r) = -\vec{\kappa} \sqrt{\frac{12\pi}{5}} \cdot \frac{p(r)}{\sqrt{V_e}}. \quad /12/$$

Очень близкое к этому значению /с разницей числового коэффициента всего в 3%/ получается из равенства /6/, что естественно, так как рассмотренные подходы эквивалентны.

Таким образом, действие силы на ионы при условии /1/ приводит к возникновению внутри металла электрического поля, величина которого определяется равенством /12/. Этот эффект можно объяснить иначе: силы, вызывающие деформацию металла при сжатии, компенсируются, если он приобретет внутренний объемный электрический заряд, который как бы поддерживает металл изнутри. Равновесие наступит при равенстве приобретаемой удельной электрической энергии величине уменьшения энергии упругой деформации единицы объема $\Delta \xi$, т.е. когда в соответствии с /12/:

$$\frac{E^2(r)}{8\pi} = \frac{3}{10} \frac{p^2(r)}{B_e} \quad /13/$$

Нужно отметить, что плотность упругой энергии полностью вырожденного ферми-газа при малых внешних давлениях p , вычисленная независимо путем разложения в ряд по степеням p , также оказывается равной

$$\Delta \xi = \frac{3}{10} \frac{p^2}{B_e} \quad /14/$$

Совпадение числовых коэффициентов в формулах /13/ и /14/ говорит об удачном выборе модели, описывающей этот механизм.

Таким образом, в металлах, сжимаемость которых определяется, в основном, сжимаемостью электронного газа, в результате действия внешней силы, приложенной к ионам, происходит деформация электронного газа, вызывающая возникновение электрического поля, несущего плотность энергии, равную энергии деформации единицы объема электронного газа. Следует подчеркнуть, что этот эффект возникает лишь при действии на ионы направленной силы \vec{F} , и будет отсутствовать при всестороннем или осевом давлении на металл.

В случае жидкого металла в центрифуге на ионы действует центробежная сила. В жидкости с плотностью γ , вращающейся с частотой ω на расстоянии r от оси вращения, давление равно

$$p(r) = \gamma \omega^2 \frac{r^2}{2} \quad /15/$$

Создающееся в результате действия этого давления электрическое поле имеет величину, определяемую уравнением:

$$E = \sqrt{\frac{3\pi}{5B_e}} \gamma \omega^2 r^2 \quad /16/$$

Это поле удобно описать как результат возникновения некоторого эффективного объемного заряда с плотностью

$$\rho = \frac{\text{div} E}{4\pi} \quad /17/$$

Если в опыте используется жидкий металл в цилиндре, вращающемся вокруг своей оси, то с учетом формулы для дивергенции в цилиндрической системе координат и равенств /16/ и /17/ получим, что внутри жидкого металла соберется эффективный отрицательный заряд с плотностью

$$\rho = - \frac{3\sqrt{3}}{4\sqrt{5\pi B_e}} \gamma \omega^2 r \quad /18/$$

Компенсирующий его эффективный положительный заряд сконцентрируется на поверхности жидкого металла. При радиусе цилиндра R этот заряд будет равен

$$Q = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{3\pi}{5B_e}} \gamma \omega^2 R^3 \quad /19/$$

В случае длинного цилиндра вращение этих двух зарядов - положительного Q и отрицательного ρ - создаст внутри металла направленное вдоль оси магнитное поле. При этом поверхностный заряд создаст однородное поле

$$H_+ = \frac{2\omega Q}{c} = \sqrt{\frac{3\pi}{5B_e}} \gamma \frac{\omega^3}{c} R^3$$

Его поток через площадь сечения цилиндра равен $\phi_+ = \pi R^2 H_+$.

Поле объемного заряда направлено навстречу и получается неоднородным - на оси цилиндра оно максимально, а к периферии будет спадать

$$H_- = \sqrt{\frac{3\pi}{5B_e}} \gamma \frac{\omega^3}{c} (R^3 - r^3)$$

Создаваемый этим полем магнитный поток через площадь цилиндра получится равным $\phi_- = \frac{3}{5} \phi_+$. Суммарное поле $\Delta H = H_+ - H_-$ естественно, можно было вычислить сразу:

$$\Delta H = E \frac{\omega r}{c} \quad /20/$$

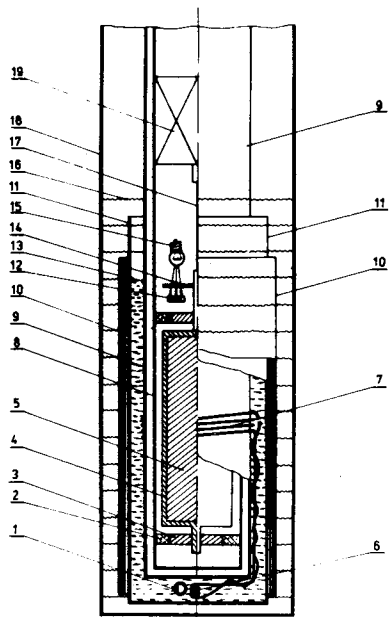


Рис.1. Эскиз установки по измерению барозлектрического эффекта во вращающейся ртути: 1 - сквид, 2 - виброизоляция, 3 - подшипник, 4 - титановая ампула, 5 - жидкая ртуть, 6 и 7 - вторичная и первичная обмотки сверхпроводящего трансформатора магнитного потока, 8 и 9 - теплая и холодная стенки антикриостата, 10 - пермалловый экран, 11 - сверхпроводящий экран, 12 - фотоприемник, 13 - замороженный глицерин /уровень/, 14 - прерыватель света, 15 - лампочка, 16 - жидкий гелий /уровень/, 17 - проволока, передающая вращение от мотора к ампуле, 18 - внутренняя стенка гелиевого криостата, 19 - электромотор.

Введение эффективных зарядов нам потребовалось, чтобы показать, что в результате суммарный поток $\Delta\Phi$ будет иметь знак, определяемый вращением положительного заряда, а регистрируемая величина суммарного потока определится еще тем обстоятельством, что поле H_z в случае конечного цилиндра в силу своего пространственного распределения слабее связано с измерительным элементом. Учет этого дает

$$\Delta\Phi = \frac{4}{7}\phi_+ = \frac{4}{7}\pi\sqrt{\frac{3\pi}{5B_e}} \frac{\gamma\omega^3 R^5}{c} \quad /21/$$

Эскиз установки для поиска такого эффекта показан на рис.1. В установке вращалась изготовленная из титана цилиндрическая ампула /4/ с ртутью /5/, диаметром 24 мм и длиной 110 мм. Ампула приводилась во вращение с помощью быстроходного микроэлектродвигателя /19/, через тонкую, прочную, немагнитную проволоку /17/. Вместе с приводом ампула помещалась в антикриостат /8,9/, т.е. в теплый объем внутри гелиевого криостата /18/. Измерение возникающего от вращения магнитного поля производилось с помощью высокочувствительного сквида /1/, связанного с измеряемым объемом сверхпроводящим трансформатором /6/. Сквид и трансформатор от внешних наводок и помех защищались сверхпроводящим /11/ и пермалловым /10/ экранами. Скорость вращения ампулы изме-

рялась с помощью прерывателя света /14/, расположенного между лампочкой /15/ и фотоэлементом /12/. Объем внутри экранов, включающий трансформатор и сквид, был залит глицерином, который, затвердевая при гелиевой температуре, предохранял экраны, трансформатор и сквид от взаимных смещений под действием вибраций, передающихся от ампулы через виброизоляцию. Температура ампулы в опыте поддерживалась вблизи комнатной за счет теплопритока по медной внутренней трубе антикриостата. Калибровка передачи магнитного потока от ампулы к сквиду показала, что коэффициент передачи составляет $6,7 \cdot 10^{-3}$. Эта калибровка осуществлялась путем замены ампулы равным по размерам соленоидом с током. Полный шум системы, приведенный к сквиду, составлял примерно 10^{-1} кванта потока / ≈ 16 квантов, приведенных к ампуле/ и определялся, видимо, в основном, тепловыми шумами в трубах антикриостата и в ртути. Собственные шумы сквида находились на несколько порядков ниже.

Так как опыт был ориентирован на поиск своеобразного гиромангнитного эффекта, величина которого $\sim \omega^3$, предпринималась попытка раскрутить ампулу с возможно большей скоростью. В последнем варианте /всего их было 8/ ампула весом $\approx 2/3$ кг раскручивалась внутри антикриостата до скорости 500 об/с, что позволяло достичь внутри нее давления примерно 100 атм.

Результат измерения зависимости магнитного потока от частоты вращения ампулы показан на рис.2. Сплошная кривая соответствует расчету по формуле /21/. Так как для ртути неизвестен МВС электронного газа, при расчете вместо V_e использовалось значение МВС самой ртути $V_M = V_e + V_i$, который, по-видимому, близок V_e . На основании сравнения расчета и результатов измерения можно утверждать, что величина регистрируемого потока удовлетворительно согласуется с расчетом. Знак эффекта соответствует вращению положительного заряда, как и получилось при выводе формулы /21/.

Однако разброс результатов носит нестатистический характер, а связан, по-видимому, с влиянием возбуждения определенных мод колебаний в жидкой ртути при высоких оборотах. Так, пик на частоте вблизи 440 об/с наблюдается постоянно и при увеличении оборотов и при их уменьшении, причем амплитуда регистрируемого пика зависит от скорости прохождения через этот резонанс. Другие выбросы также, по-видимому, связаны с дрожанием и деформацией ртути в ампуле.

Приведенный на рис.2 результат измерения - один из многих /суммировать результаты различных измерений не имеет смысла из-за нестатистичности разброса/. На основании этих результатов, несмотря на систематические отклонения от приведенной зависимости и большой разброс точек, можно сделать заключение, во-первых, о существовании во вращающейся ртути барозлектрического эффекта, описываемого равенством /12/, во-вторых - о существовании своеобразного гиромангнитного эффекта, описываемого равенствами /20/ и /21/.

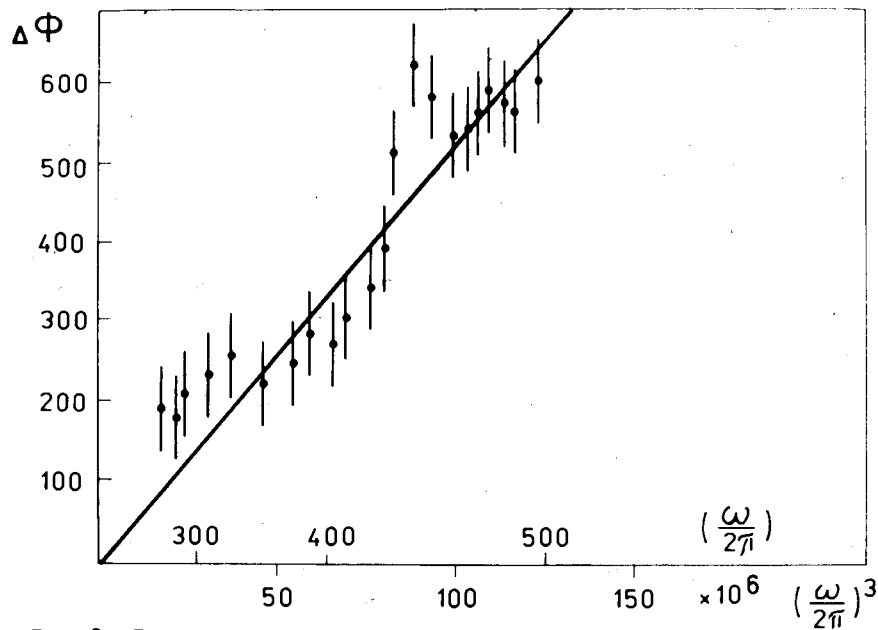


Рис.2. Результат измерения бароэлектрического эффекта во вращающейся жидкой ртути. По оси абсцисс - скорость вращения ампулы. По оси ординат - показания магнитометра в квантах магнитного потока, приведенного к ампуле. Сплошной прямой показана зависимость /21/, полученная на основе расчета бароэлектрического эффекта.

2. Другое проявление бароэлектрического эффекта обуславливается градиентом давления электронного газа на поверхности металла.

За счет конечной сжимаемости электронного газа давление, создаваемое ионной решеткой на границе металла, возникает нерезко. Небольшое количество электронов оказывается вытесненным из металла и конденсируется на его наружной поверхности, в то время как соответствующие вакансии /дырки/ оказываются их зеркальными "отражениями". Собственно, эти электроны, притягиваясь к закрепленным в ионной решетке "отражениям", и создают перепад давления электронного газа на границе металла.

Поверхностные электроны и их "отражения" образуют двойной слой, имеющий существенную особенность - расстояние между поверхностными электронами и их "отражениями" примерно равно расстоянию между электронами в поверхностном слое. Поэтому взаимодействием между определенным поверхностным электроном и "чужой" дыркой можно пренебречь, а силу давления этих электронов - приближенно вычислить, учитывая только притяжение электронов к "своим" дыркам:

$$p_e = \frac{e^2}{\delta^2} \nu. \quad /22/$$

Здесь δ - среднее расстояние между электронами и их "отражениями", ν - число электронов на единице поверхности металла.

Полагая, что каждый поверхностный электрон в среднем фиксирован на поверхности металла в центре некоторой сферы, а эти сферы эффективно заполняют всю поверхность металла, т.е.

$$\frac{\pi \delta^2}{4} = \frac{1}{\nu}, \quad /23/$$

получаем

$$p_e = \frac{4}{\pi} \frac{e^2}{\delta^4}. \quad /24/$$

Следовательно, разность потенциалов двойного электрического слоя

$$\phi = \frac{e}{\delta} = \sqrt[4]{\frac{\pi}{4} e^2 p_e}. \quad /25/$$

Электронная теория связывает давление электронного газа с его модулем всестороннего сжатия соотношением /9/. Двойной слой на поверхности металла будет препятствовать вылету электронов из металла и определять его работу выхода. Поэтому соотношение /25/ связывает работу выхода металла $e\phi$ с МВС его электронного газа:

$$\phi = \sqrt[4]{\frac{\pi}{4} e^2 \left(\frac{3}{5} V_e\right)}. \quad /26/$$

Работа выхода точно измерена почти для всех металлов, то же касается и МВС большинства металлов V_M . Однако в формулу /26/ входит МВС электронного газа V_e в металле, который прямо не измеряется. МВС электронного газа V_e вычисляется из параметров металла /1,2/ на основе зоммерфельдовской модели свободных электронов.*

Известно, что зоммерфельдовская модель удачно объясняет упругие свойства электронного газа щелочных металлов. На ее основе показано, что для большинства щелочных металлов упру-

* К сожалению, этот вопрос в рамках более современных моделей, учитывающих форму ферми-поверхности металлов, по-видимому, рассмотрен не был.

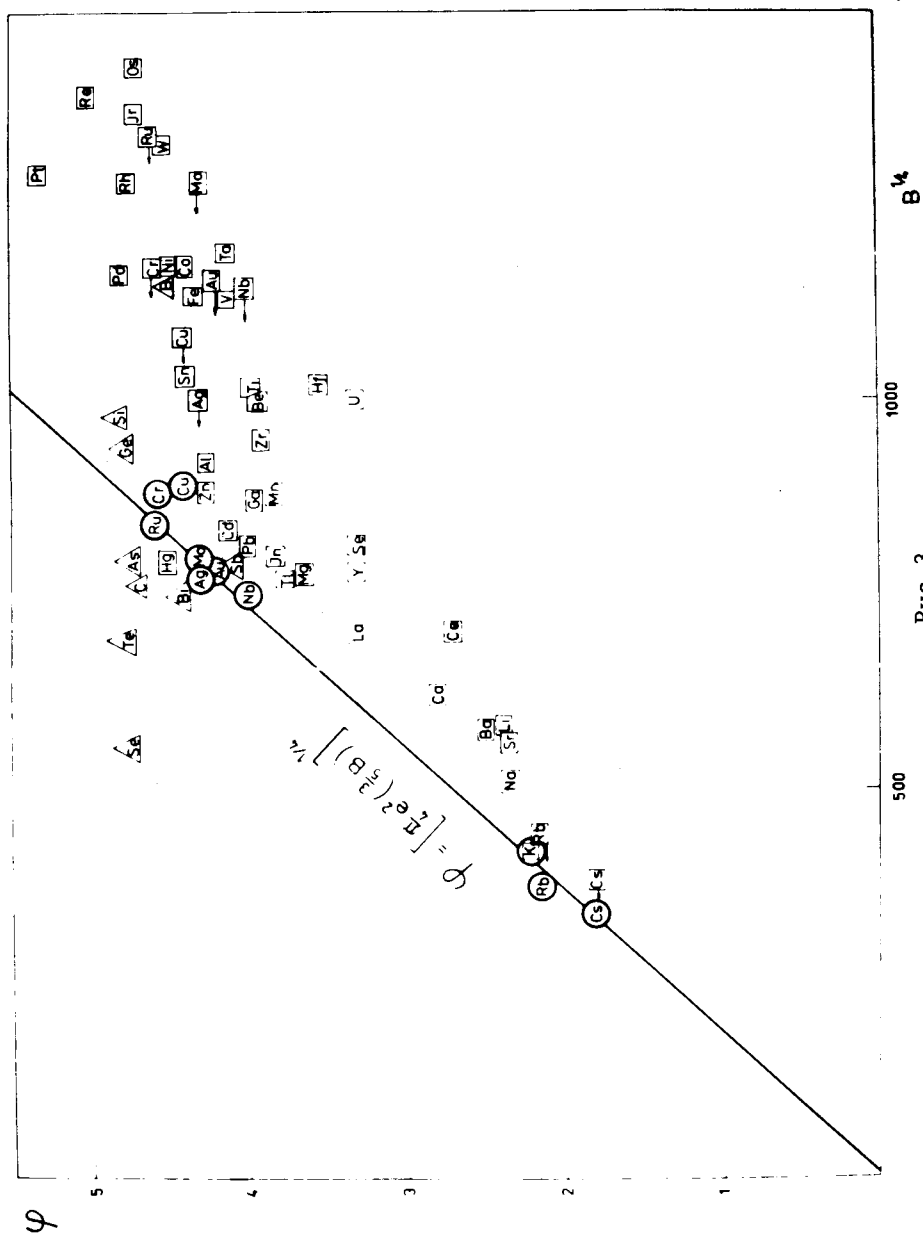


Рис. 3

гость металла почти полностью определяется упругостью электронного газа. Успешно эта модель объясняет величину МВС и некоторых других металлов, у которых в зону проводимости попадает по одному электрону на атом. Во всяком случае, для этих металлов МВС электронного газа V_e , рассчитанный по модели Зоммерфельда, оказывается меньше МВС металла V_M . Но для ряда металлов модель Зоммерфельда дает нелепый результат - рассчитанная на ее основе жесткость электронного газа оказывается больше жесткости металла ($V_e > V_M$).

При проверке равенства /26/ на график /см. рис.3/ в виде кружков наносились значения $\phi(V_e)$ для всех тех металлов, для которых расчет по модели Зоммерфельда дает $V_e \leq V_M$. Для этих металлов в виде квадратиков со стрелкой влево приведены также значения $\phi(V_M)$. По оси ординат - работа выхода в вольтах, по оси абсцисс - модуль всестороннего сжатия в дин/см². Значения величины работы выхода были взяты из справочника под редакцией академика Кикоина^{3/}, значения V_e - из монографии Ашкрофта и Мермина^{1/}, а величины МВС металлов (V_M) - из таблицы в монографии Киттеля^{2/}. Для остальных металлов квадратиками показаны только значения $\phi(V_M)$. Дополнительно треугольниками показаны значения $\phi(V_M)$ для некоторых неметаллов.

Данные рис.3 можно считать доказательством того, что для всех металлов, для которых из расчета получается $V_e \leq V_M$, значения $\phi(V_e)$ количественно вполне удовлетворительно описываются равенством /26/. Для остальных металлов также можно считать существующим качественное согласие. Во всяком случае, для этих металлов величина V_e , рассчитанная по формуле /26/, не противоречит экспериментальному значению V_M . Можно считать естественным, что для неметаллов, как видно из рис.3, формула /26/ не работает. Таким образом, при этом проявлении бароэлектрического эффекта оказывается несущественным взаимоотношение между модулями упругости ионной решетки и электронного газа, так как во всех случаях монолитность металла обеспечивается притяжением между ионами, а направленная сила, приложенная к электронам проводимости на границе металла и ориентированная в глубину металла нормально к его поверхности, уравнивается упругостью электронного газа. Однозначность этой ситуации обеспечивает, по-видимому, для всех металлов универсальный, описываемый равенством /26/, характер связи между работой выхода и сжимаемостью электронного газа.

3. Бароэлектрический эффект позволяет по-новому взглянуть на происхождение магнитного поля Земли, планет и других небесных тел.

При рассмотрении этого вопроса для простоты будем полагать, что плотность небесного тела постоянна по радиусу. В этом случае зависимость давления от радиуса легко получить, интегрируя силы гравитационного притяжения:

$$p(r) = \int_r^R \frac{G \gamma \frac{4}{3} \pi r^3 \cdot \gamma 4 \pi r^2 dr}{4 \pi r^2 \cdot r^2} = \frac{4 \pi}{3} G \gamma^2 \frac{R^2 - r^2}{2} . \quad /27/$$

Здесь G - гравитационная постоянная, γ - средняя плотность планеты, R - радиус планеты.

Во всяком случае, в центрах большинства небесных тел давление выше собственного давления электронного газа в металлах. При таких давлениях большинство веществ, неметаллических при нормальных условиях, превратятся в металлы, причем сжимаемость электронного газа в них будет уже определяться внешним давлением $P_e = \frac{5}{3} p$. Учитывая это обстоятельство, для вещества внутри планет из /12/ получим:

$$\vec{E}(r) \approx 1,2 \sqrt{\pi} \cdot \sqrt{p(r)} \cdot \vec{\kappa} . \quad /28/$$

Чтобы вычислить магнитный момент, возникающий у планеты за счет вращения поляризованного гравитационным полем вещества, удобно опять ввести эффективную плотность заряда $\rho(r)$, в соответствии с равенствами /17/ и /28/:

$$\begin{aligned} \rho(r) &= \frac{\text{div} \vec{E}(r)}{4\pi} = \frac{1}{4\pi} \frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} r^2 E(r) = \\ &= \frac{1}{4} \gamma \sqrt{G} \left[\frac{2\sqrt{R^2 - r^2}}{r} - \frac{r}{\sqrt{R^2 - r^2}} \right] . \end{aligned} \quad /29/$$

Отметим, что полный заряд планеты при этом автоматически сохраняется равным нулю. В то же время магнитный момент планеты, возникающий за счет ее вращения вокруг оси с частотой ω , есть

$$\vec{M} = \frac{\vec{\omega}}{3c} \int_0^R r^2 \cdot 4\pi r^2 \rho(r) dr \approx - \frac{\sqrt{G}}{6c} \vec{L} . \quad /30/$$

Здесь $\vec{L} = \frac{2}{5} m \vec{\omega} R^2$ - расчетный момент вращения планеты. Так как в этом случае дипольный момент вещества и электрическое поле определяются гравитационной силой, ориентированной в глубь планет, знак M всегда соответствует вращению отрицательного заряда.

Равенство /30/ позволяет дать физическое объяснение правилу Блэкетта - эмпирически установленной пропорциональности магнитных моментов планет величинам их моментов вращения /4/.

На рис.4 показана в логарифмическом масштабе зависимость $M(L)$ для тех космических тел, для которых установлены значения

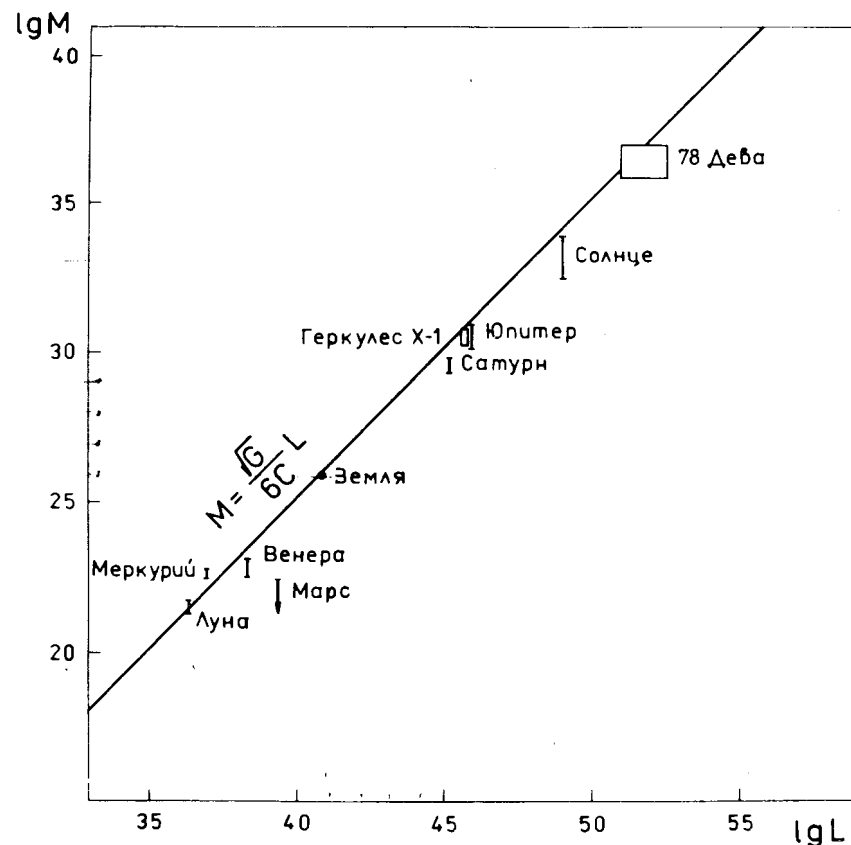


Рис.4. Значения магнитного момента космических объектов M от их расчетного момента вращения L . Значения M и L взяты из /5-7/. Сплошная прямая - зависимость /30/, полученная на основе расчета бароэлектрического эффекта. По оси ординат - магнитный момент в Э·см³. По оси абсцисс - момент вращения в эрг·с.

M и L . Данные о величине магнитного поля и других параметров небесных тел взяты из работ /5-7/. Сплошной линией показано равенство /30/. Существенно, что для вывода равенства /30/ не использовалось ни одного подгоночного параметра, и установленная зависимость $M(L)$ для астрономических объектов включает только фундаментальные постоянные вне зависимости от состава и температуры этих объектов. В то же время эта зависимость весьма удачно описывает данные $M(L)$ как для маленькой и холодной Луны, планет, Солнца, так и для огромной горячей звезды класса A2, и даже для пульсара, магнитное поле на поверхности которого превышает магнитное поле на Луне примерно на 16 порядков.

Замечательно также то, что для Земли, величина магнитного поля которой известна с высокой точностью, расчет через бароэлектрический эффект уже в самом простом использованном нами приближении дает величину, превышающую наблюдаемое значение всего на 20%, и знак наблюдаемого поля соответствует формуле /30/. В дальнейшем интересно было бы оценить различные поправки к этому расчету для Земли, однако приходится отметить, что при этом удастся однозначно провести только учет зависимости плотности планеты от радиуса, что дает несущественную поправку всего примерно на 5%.

Перечислим вопросы, на которые нельзя пока ответить в рамках модели магнитного поля планет, основанной на бароэлектрическом эффекте. Во-первых, наблюдаемое поле планеты Марс получается значительно более низким, чем это дает расчет. Во-вторых, существуют утверждения, что на Юпитере поле имеет другой знак /7/.

По описанной модели магнитное поле всегда имеет знак, определяемый направлением вращения планеты, поэтому третий вопрос, на который невозможно ответить в рамках этой модели, - это реверс поля Земли, происходящий, согласно палеомагнитным данным, почти каждые 100 тыс. лет. Сейчас совершенно неясно, как можно было бы согласовать результат расчета бароэлектрического эффекта и палеомагнитные данные, считающиеся достоверными.

Независимую проверку описанной модели магнитного поля Земли, кажется, можно было бы провести, измеряя специфику зависимости этого поля от расстояния в глубь Земли.

В заключение подчеркнем, что развитая выше модель происхождения магнитного поля Земли и космических объектов является видоизменением и развитием идеи профессора В.И.Григорьева, который в своей работе /8/, исходя из несколько иных предпосылок, получил выражение для $M(L)$, совпадающее с формулой /30/ с точностью до некоторой константы.

Автор глубоко благодарен В.И.Григорьеву, беседы с которым инициировали проведение описанных в настоящей работе исследований, а также М.И.Подгорецкому и Ю.М.Останевичу за полезные и интересные обсуждения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ашкрофт Н., Мермин Н. Физика твердого тела. "Мир", М., 1979.
2. Киттель Ч. Введение в физику твердого тела. "Наука", М., 1978.
3. Таблицы физических величин. Справочник /под общ.ред. И.К.Кикоина/, Атомиздат, М., 1976.
4. Blakett M.S. The magnetic field of massive rotating bodies. Nature, 1947, No. 159, p. 658-666.
5. Sirag S.-P. Gravitational magnetism. Nature, 1979, 5 april, v. 275, p. 535-538.

6. Russel S.T. Re-evaluating Bode's law of planetary magnetism. Nature 1978, 9 March, v. 272, p. 147-148.
7. Долгинов Ш.Ш. Магнетизм планет. Итоги науки и техники, "Знание", 1982, т. 18, с. 3-130.
8. Григорьев В.И., Григорьева Е.В. Поляризация и намагничивание массивных нейтральных вращающихся тел. Препринт МГУ, 1980, № 4.

Рукопись поступила в издательский отдел
24 июня 1983 года.

НЕТ ЛИ ПРОБЕЛОВ В ВАШЕЙ БИБЛИОТЕКЕ?

Вы можете получить по почте перечисленные ниже книги, если они не были заказаны ранее.

D3-11787	Труды III Международной школы по нейтронной физике. Алушта, 1978.	3 р. 00 к.
D13-11807	Труды III Международного совещания по пропорциональным и дрейфовым камерам. Дубна, 1978.	6 р. 00 к.
D1,2-12036	Труды VI Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна, 1978 /2 тома/	7 р. 40 к.
D1,2-12450	Труды V Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1978	5 р. 00 к.
D1,2-12450	Труды XII Международной школы молодых ученых по физике высоких энергий. Приморско, НРБ, 1978.	3 р. 00 к.
D11-80-13	Труды VII Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна, 1980 /2 тома/	8 р. 00 к.
D11-80-13	Труды рабочего совещания по системам и методам аналитических вычислений на ЭВМ и их применению в теоретической физике, Дубна, 1979	3 р. 50 к.
D4-80-271	Труды Международной конференции по проблемам нескольких тел в ядерной физике. Дубна, 1979.	3 р. 00 к.
D4-80-385	Труды Международной школы по структуре ядра. Алушта, 1980.	5 р. 00 к.
D2-81-543	Труды VI Международного совещания по проблемам квантовой теории поля. Алушта, 1981	2 р. 50 к.
D10,11-81-622	Труды Международного совещания по проблемам математического моделирования в ядерно-физических исследованиях. Дубна, 1980	2 р. 50 к.
D1,2-81-728	Труды VI Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1981.	3 р. 60 к.
D17-81-758	Труды II Международного симпозиума по избранным проблемам статистической механики. Дубна, 1981.	5 р. 40 к.
D1,2-82-27	Труды Международного симпозиума по поляризационным явлениям в физике высоких энергий. Дубна, 1981.	3 р. 20 к.
P18-82-117	Труды IV совещания по использованию новых ядерно-физических методов для решения научно-технических и народнохозяйственных задач. Дубна, 1981.	3 р. 80 к.
D2-82-568	Труды совещания по исследованиям в области релятивистской ядерной физики. Дубна, 1982.	1 р. 75 к.
D9-82-664	Труды совещания по коллективным методам ускорения. Дубна, 1982.	3 р. 30 к.
D3,4-82-704	Труды IV Международной школы по нейтронной физике. Дубна, 1982.	5 р. 00 к.

Заказы на уломянутые книги могут быть направлены по адресу:
101000 Москва, Главпочтамт, п/я 79
Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований

Васильев Б.В.

P14-83-406

Бароэлектрический эффект

Экспериментально показано, что во вращающемся жидком металле под действием градиента давления возникает некоторая сепарация ионов и электронов, проявляющая себя в виде магнитного поля, пропорционального третьей степени частоты вращения. Показано, что подобное отклонение от локальной электронейтральности в металле, названное бароэлектрическим эффектом, имеет место, по крайней мере, еще в двух случаях, когда к электронному газу металла приложен градиент давления. Во-первых, градиент давления электронного газа на границе металла обуславливает связь между работой выхода и сжимаемостью металла. Во-вторых, бароэлектрический эффект, возникающий за счет градиента давления внутри космических тел, можно рассматривать как основную причину возникновения магнитного поля космических объектов.

Работа выполнена в Лаборатории нейтронной физики ОИЯИ.
Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1983

Vasiliev B.V.

P14-83-406

Baroelectrical Effect

It is experimentally found that the under action of the gradient of pressure in rotating liquid metal some separation of ions from electrons arises. This separation is demonstrated as the proportional to the third power of rotating frequency magnetic field. It is shown that similar violation of the local electrical neutrality, named baroelectrical effect, occurs, at least, in two cases. First, the gradient of the electronic gas pressure on metal surfaces causes the connection between the work function of the metal and compressibility of its electronic gas. Secondly, baroelectrical effect arising due to gradient pressure inside cosmic bodies may be considered as a basic cause of the appearance of cosmic bodies magnetic fields.

The investigation has been performed at the Laboratory of Neutron of Physics, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1983

Перевод О.С.Виноградовой