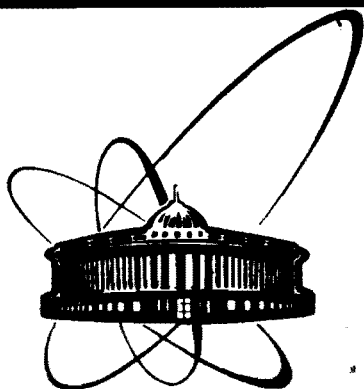


85-110



СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

P17-85-110

Б.В.Васильев

ЭЛЕКТРИЧЕСКАЯ ПОЛЯРИЗАЦИЯ,
ИНДУЦИРОВАННАЯ ГРАВИТАЦИЕЙ
В МЕТАЛЛАХ

1985

ВВЕДЕНИЕ

Следует ожидать, что в металлах под действием гравитационных сил или эквивалентных им сил инерции может возникнуть электрическая поляризация. Впервые попытка обнаружить электрическую поляризацию, индуцированную гравитацией /ЭПИГ/, была предпринята еще в 1911 году П.Н.Лебедевым^{/1/}, а затем несколько раз повторялась другими исследователями^{/2-4/}, но заметить этот эффект не удавалось. Многочисленные теоретические оценки^{/5-8/} приводили к величине ожидаемой напряженности электрического поля в металле*

$$E \approx \frac{m_i}{e} g, \quad //1//$$

где m_i - масса иона, e - заряд электрона, g - ускорение свободного падения.

Положение изменилось в 1983 г., когда в опытах с вращением жидкой ртути^{/11/}, а затем в серии экспериментов с вращением твердого свинца и титана^{/12/} эффект ЭПИГ был обнаружен. Оказалось, что хотя этот эффект весьма невелик и заметен только с помощью высокочувствительной аппаратуры, он, тем не менее, примерно на восемь // порядков больше, чем дает оценка /1/. В связи с этим возникает, по крайней мере, два вопроса:

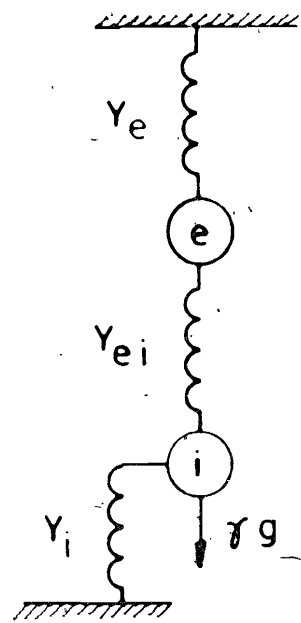
1. Как можно объяснить величину ЭПИГ, наблюдаемую в лабораторных опытах по вращению металлов?
2. Почему этот эффект не был обнаружен ранее?

Чтобы ответить на эти вопросы, рассмотрим деформацию металла гравитационными силами или эквивалентными им силами инерции.

1. ДЕФОРМАЦИЯ МЕТАЛЛА ГРАВИТАЦИОННЫМИ СИЛАМИ

Металл в гравитационном поле удобно описывать как совокупность двух подсистем - ионной решетки и подсистемы электронов проводимости, модули упругости которых Y_i и Y_e соответственно. Гравитация действует при этом практически только на тяжелую

* В ряде работ, посвященных вычислению величины электрического поля вблизи металла /вне его/, содержатся аналогичные выводы^{/9,10/}.



ионную подсистему. За счет электростатического взаимодействия деформация ионной решетки вызывает деформацию электронного газа. Схематически этот процесс показан на рисунке. Здесь пружины Y_i и Y_e моделируют упругость ионной и электронной подсистем, а Y_{ei} обозначает упругую связь между ионами и электронами проводимости.

При таком описании уравновешивать действие гравитации в металле будет сумма упругих сил, возникающих в ионной решетке и подсистеме электронов проводимости $-(\nabla p_i + \nabla p_e)$; ∇ - пространственная производная по координате, совпадающей с направлением тяготения, p_e и p_i - вызванное гравитацией гидростатическое давление в электронном газе и ионной решетке. Полное гидростатическое давление, возникающее в металле под действием гравитации, обозначим

$$p = p_i + p_e \quad /2/$$

Суммарный модуль упругости металла, в соответствии с рассматриваемой схемой,

$$Y = Y_i + \left(\frac{Y_e \cdot Y_{ei}}{Y_e + Y_{ei}} \right) \quad /3/$$

При деформации металла гравитационным полем ионы сместятся вдоль направления силы тяжести, из своих первоначальных положений, которые они занимали в отсутствие гравитации, на некоторую величину θ , называемую вектором смещения ионов. Аналогично определим вектор смещения электронов проводимости η . Возрастание плотности ионов и электронов в элементе объема будет определяться пространственными производными от θ и η , т.е. компонентами тензоров деформации $U = \nabla \theta$ и $V = \nabla \eta$. Исходя из закона Гука деформацию в электронной подсистеме запишем в виде

$$V = \frac{p_e}{Y_e} \quad /3/$$

В соответствии со схемой, показанной на рисунке, деформация ионной решетки:

$$U = \frac{p_i}{Y_i} = \frac{p_e}{Y_e} + \frac{p_e}{Y_{ei}} \quad /4/$$

Величину модуля Y_{ei} , описывающего взаимодействие ионов с электронами проводимости, можно оценить, учитывая, что этим модулем

будет определяться частота колебаний ионов, если металл рассматривать как эйнштейновский кристалл:

$$Y_{ei} = \frac{\gamma a^2}{4} \omega_{\text{Э}}^2 \quad /5/$$

Здесь $\omega_{\text{Э}} = \frac{2\nu_{\text{ЗВ}}}{a}$ - максимальная частота звуковых колебаний; γ - плотность металла; a - радиус сферы, приходящейся на один ион /электрон/ в металле; $n = (4/3 \pi a^3)^{-1}$ - число ионов /электронов проводимости/ в единице объема; $\nu_{\text{ЗВ}}$ - скорость звука. Так как ^{/13/}

$$\nu_{\text{ЗВ}}^2 \approx \frac{m_e}{m_i} \nu_F^2 \quad /6/$$

где m_e - масса электрона, ν_F - скорость Ферми, то

$$Y_{ei} \approx 2n E_F \quad /7/$$

E_F - энергия Ферми. Учитывая, что, по определению ^{/13/}, модуль всестороннего сжатия электронного газа

$$B_e = \frac{Y_e}{3} = \frac{2}{3} n E_F \quad /8/$$

окончательно получаем

$$Y_{ei} \approx 3B_e = Y_e \quad /9/$$

В результате из /3/ получим

$$Y = Y_i + Y_e /2 \quad /10/$$

и из /4/

$$U = \frac{p_i}{Y_i} = 2 \frac{p_e}{Y_e} \quad /11/$$

так что

$$U - V = \frac{p_e}{Y_e} \quad /12/$$

и потребоющиеся нам в дальнейшем равенства:

$$p_e = \frac{Y_e}{Y} p /2 \quad p_i = \frac{Y_i}{Y} p \quad /13/$$

2. ВЕЛИЧИНА ЭФФЕКТА ЭПИГ

Равновесие в ионной подсистеме может быть записано в виде:

$$-\gamma g + \nabla p_i + \rho_i E_i = 0. \quad /14/$$

Здесь ρ_i - электрическая плотность ионной подсистемы, E_i - напряженность электрического поля на ионах. Равновесие в газе электронов проводимости имеет вид:

$$\nabla p_e - \rho_e E_e = 0. \quad /15/$$

Здесь ρ_e - электрическая плотность электронной подсистемы, E_e - напряженность электрического поля на электронах проводимости. Если предположить, что заряд иона равен свободному заряду свободного электрона, учитывая, что

$$E_e \approx E_i, \quad /16/$$

из /14/ и /15/ сразу получим и формулу /1/, и то, что $\nabla p = \gamma g$. Однако в металле ионы окружены плотным облаком электронов проводимости, сконденсированных на ионах. Эти облака смещаются вместе с ионами при деформации ионной решетки. Поэтому ионы и газ электронов проводимости проявляют эффективную электрическую плотность

$$\rho_e' = \rho_i \ll e n, \quad /17/$$

Найти эффективный заряд или эффективную плотность можно микроскопическим способом, но это выходит за рамки рассматриваемой здесь модели. Решим эту задачу, воспользовавшись необходимым дополнительным условием, даваемым законом Гука. Действительно, система уравнений /14/ и /15/ содержит три неизвестных p , ρ_e , E , ее можно решить с использованием равенства /12/ или /13/.

Складывая и вычитая /14/ и /15/, получаем

$$-\gamma g + \nabla p + \rho_e (\theta - \eta) \nabla E = 0, \quad -\gamma g + \nabla p - 2 \nabla p_e + 2 \rho_e E = 0. \quad /18/$$

Здесь, $(\theta - \eta) \nabla E = E_i - E_e$ и усредненная напряженность поля $E = \frac{E_e + E_i}{2}$. Напряженность электрического поля можно выразить через дипольный момент единицы объема $d = \rho_e (\theta - \eta)$: $E = -4\pi d = -4\pi \rho_e (\theta - \eta)$, т.е.

$$\nabla E = -4\pi \rho_e (U - V). \quad /19/$$

Поэтому с учетом /12/ и /13/ получаем

$$\gamma g - \nabla p = \frac{Y_e}{Y^2} p \nabla p \quad /20/$$

$$4 - \frac{p}{Y_i}$$

$$\text{и} \quad d \nabla E = \frac{Y_e}{Y^2} \frac{p \nabla p}{4 - \frac{p}{Y}}. \quad /21/$$

В слабом гравитационном поле, когда деформации малы: $\frac{p}{Y} \ll 1$ и $p \approx g \phi$, ϕ - потенциал силы тяготения, так что

$$d \nabla E \approx \frac{Y_e}{8Y^2} \nabla (\gamma \phi)^2, \quad /22/$$

$$\frac{E^2}{8\pi} \approx \frac{(\gamma \phi)^2}{8Y_e} \beta^2 \quad /23/$$

$$\text{и} \quad E = \sqrt{\frac{\pi}{Y_e}} \gamma \phi \beta \frac{\bar{U}}{U}. \quad /24/$$

Здесь $\beta = Y_e / Y$ и \bar{U}/U - единичный вектор в направлении векторов смещения или деформации металла.

Так как полное число ионов и электронов в металле остается неизменным и происходит только их перераспределение, металл остается в целом нейтральным. Однако для наглядности этот эффект удобно приписать возникновению некой эффективной плотности заряда внутри металла:

$$\rho = \frac{\text{div } E}{4\pi}. \quad /25/$$

При таком описании можно считать, что в однородном гравитационном поле внутри металла сконцентрируется равномерно распределенный отрицательный заряд с плотностью

$$\rho = - \frac{\gamma g}{4\sqrt{\pi Y_e}} \beta, \quad /26/$$

а на нижней поверхности образуется слой положительного заряда с поверхностной плотностью

$$\sigma = \frac{\gamma g h}{4\sqrt{\pi Y_e}} \beta, \quad h - \text{высота слоя металла}, \quad /27/$$

так что суммарный заряд металла остается нулевым, и в соответствии с условием минимума энергии электрическое поле вне металла будет отсутствовать. Внутри металла оно в соответствии с /24/ будет линейно расти по направлению силы тяжести.

Для цилиндрического образца на центрифуге, вращающейся с частотой ω , в поле сил инерции, эквивалентных тяготению,

$$\phi(r) = \frac{\omega^2 r^2}{2} \quad /28/$$

и

$$\vec{E}(r) = -\frac{\gamma \omega^2 r^2}{2} \sqrt{\frac{\pi}{Y_e}} \beta \frac{\vec{r}}{r} \quad /29/$$

Здесь учтено, что $\frac{\vec{U}_r}{U_r} = \frac{\vec{r}}{r}$. Возникновение этого поля можно считать обусловленным созданием внутри металла отрицательного эффекта заряда с объемной плотностью

$$\rho = -\frac{3}{8} \frac{\gamma \omega^2 r}{\sqrt{\pi Y_e}} \beta \quad /30/$$

и на поверхности цилиндра - слоя положительного заряда с поверхностной плотностью

$$Q = \frac{\gamma \omega^2 R^2}{8 \sqrt{\pi Y_e}} \beta \quad /31/$$

Здесь R - наружный радиус цилиндра. Так как металл в целом остается нейтральным, электрическое поле снаружи будет отсутствовать.

При радиусе металлического образца порядка 1 см /как это было в экспериментах /11,12/ / напряженность электрического поля, описываемая равенством /29/, примерно на 8 порядков превышает предсказания формулы /1/ и находится в согласии с результатами указанных опытов как по величине эффекта, так и по его знаку.

Расхождение оценок связано с тем, что формула /1/ получается при рассмотрении модели, в которой ионы и электроны остаются свободными. Однако важным является то, что вокруг каждого иона существует плотное облако электронов проводимости, экранирующее заряд иона /13/. Таким образом, хотя электроны могут свободно перетекать от одного иона к другому, около каждого иона постоянно существует облако проводящих электронов, смещающееся вместе с ним при деформации металла. Действие гравитации при этом не разрывает пар ион - электрон проводимости. Энергия этой связи очень велика по сравнению с приращениями, вызываемыми гравитацией, которая лишь деформирует эти пары, индуцируя у них дипольные моменты, обуславливающие результирующее электрическое поле \vec{E} .

В металлах с "жесткой" решеткой, у которых

$$Y_i > Y_e \quad /32/$$

электронная компонента в состоянии отслеживать малую деформацию решетки $\sim Y_i^{-1}$, возникающую при воздействии гравитации. В таких металлах /к которым, в частности, относится Ti / в соответствии с равенством /24/, эффект ЭПИГ практически отсутствует. В металлах с "жестким" электронным газом и "мягкой" решеткой /к которым относится, в частности, Pb /

$$Y_e > Y_i \quad /33/$$

Для них $\beta \rightarrow 1$ и равенство /29/ предсказывает существование эффекта ЭПИГ.

3. ЭФФЕКТ ЭПИГ ПРИ ВЫСОКИХ ДАВЛЕНИЯХ

При давлениях порядка мегабар все вещества переходят в металлическое состояние /14/. Такие давления, вызванные гравитационными полями, существуют в глубине звезд и планет. Исходя из этого, можно считать, что эффект ЭПИГ будет играть определенную роль в астрофизике. Внутри планет и звезд давление может превышать давление Ферми /удельную энергию электронного газа/ для металла при нормальных условиях. В этом случае необходимо учитывать, что с ростом внешнего давления будет расти и энергия Ферми, так что модуль всестороннего сжатия электронного газа в этом случае сам будет определяться внешним давлением /15/:

$$V_e \rightarrow \frac{5}{3} p \quad /34/$$

Так как при высоких давлениях заведомо выполняется условие /33/, в этих условиях электрическое поле:

$$\frac{E^2}{8\pi} = \frac{2}{11} p \quad /35/$$

Если для простоты предположить, что плотность планеты или звезды постоянна, нетрудно получить выражение для зависимости давления внутри этого космического объекта от радиуса

$$p(r) = \frac{2\pi}{3} G \gamma^2 (R^2 - r^2) \quad /36/$$

Здесь G - гравитационная константа, R - радиус космического тела. Величина эффекта ЭПИГ в этом случае описывается равенством:

$$E = \pi \gamma \sqrt{G(R^2 - r^2)} \frac{\vec{r}}{r} \quad /37/$$

Здесь учтено, что в данном случае $\frac{\bar{U}}{U} = -\frac{\vec{r}}{r}$; это поле, порождаемое распределением диполей, для наглядности удобно описать распределением эффективного электрического заряда с плотностью:

$$\rho(r) = \gamma \sqrt{\frac{G}{8}} \left[\frac{\sqrt{2} \sqrt{R^2 - r^2}}{r} - \frac{r}{\sqrt{2} \sqrt{R^2 - r^2}} \right], \quad /38/$$

Космический объект при этом остается естественно электрически нейтральным, т.к. его полный заряд

$$\int_0^R \rho(r) 4\pi r^2 dr$$

автоматически сохраняется равным нулю.

Формулы /37/ и /38/ позволяют рассчитать магнитные поля планет и звезд, возникающие как следствие их вращения. Результаты такого расчета^{/11/} вполне удовлетворительно согласуются с данными наблюдений. Например, расчет магнитного поля Земли дает отклонение от наблюдаемого значения лишь на 20%.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Как было показано выше, гравитация и силы инерции вызывают электрическую поляризацию только внутри металла. Электрическая нейтральность объектов в целом и подвижность поверхностных электронов при этом приводят к отсутствию статистического электрического поля снаружи металла. Поэтому в опытах, в которых измерялось внешнее электрическое поле^{/3,4/}, эффект ЭПИГ не может быть обнаружен. Поляризация внутри металла может быть зарегистрирована при его вращении, если снаружи измерять возникающее при этом магнитное поле. Попыток поставить такой эксперимент было предпринято, по-видимому, несколько, но завершено из них, насколько нам известно, только две. В первом опыте П.Н.Лебедев в 1911 году достиг высокой по тому времени чувствительности 10^{-8} Гс. Во втором^{/2/} в 1928 году чувствительность была выше примерно на порядок.

Такой чувствительности недостаточно для регистрации эффекта ЭПИГ. Хотя его величина на много порядков больше предсказаний, даваемых формулой /1/, все-таки он лежит на пределе чувствительности обычных магнитометров и требует тщательного устранения помех. Только в последние годы разработка надежных и высокочувствительных квантовых магнитометров дала возможность его уверенно регистрировать.

В заключение автор выражает искреннюю благодарность В.И.Григорьеву, М.И.Каганову, Ю.М.Останевичу, В.Б.Приезжеву за интересные обсуждения и критические замечания.

ЛИТЕРАТУРА

1. Лебедев П.Н., Журнал русск. физ.-хим. об-ва, часть физ., 1911, т. 45, с. 484.
2. Swann W.F.G., Longacre A., Franklin J: Inst., 1928, vol.206, p. 421.
3. Witteborn F.C., Fairbank W.M. Phys.Rev.Lett., 1967, vol.19, No 18, p. 1049-1052.
4. Beams J.W. Phys.Rev.Lett., 1968. vol.21, No 15, p. 1093-1096.
5. Dressler A.J., Michel F.C. Phys.Rev., 1968, vol.168, No.3, p. 737-743.
6. Rieger T.J. Phys.Rev. B, 1970, vol.2, No 4, p. 825-828.
7. Leung M.C. Nuovo Cimento, 1972, vol.7b, No 2, p. 220-224.
8. Kumar N., Naddini R. Phys.Rev.D, 1973, vol.7, No 12, p. 3586-3589.
9. Schiff L.I., Barnhill M.V. Phys.Rev., 1968, vol.151, No 4, p. 1067-1071.
10. Harrison W.A. Phys.Rev., 1969, vol. 180, No 5, p. 1606-1607.
11. Васильев Б.В. ОИЯИ, Р14-83-406, Дубна, 1983.
12. Васильев Б.В. ОИЯИ, Р14-84-255, Дубна, 1984.
13. Ашкрофт Н., Мермин Н. Физика твердого тела, "Мир", М., 1979.
14. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Статистическая физика. "Наука", М., 1976, ч. 1.

Рукопись поступила в издательский отдел
15 февраля 1985 года.