

**СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА**

P17-86-428

В.Л. Ломидзе

**ЭЛЕКТРИЧЕСКОЕ ПОЛЕ,
ИНДУЦИРОВАННОЕ
НЕОДНОРОДНОЙ СТАТИЧЕСКОЙ ДЕФОРМАЦИЕЙ
В МЕТАЛЛЕ**

1986

ВВЕДЕНИЕ

В работе /1/ предпринята попытка теоретического объяснения измеренного /2/ эффекта электрической поляризации, индуцированной гравитацией в металлах /ЭПИГ/.

Эксперименты /2/, выполненные автором цитируемых работ, свидетельствуют, что эффект поляризации металлических тел в поле тяжести, по всей вероятности, существует, хотя величину эффекта, которая, как утверждается в /1, 2/, на восемь порядков превышает известную оценку, данную в 1911 г. П.Н.Лебедевым, по-видимому, нельзя считать окончательно установленной. Таково же, вероятно, и мнение автора обзорной статьи /3/, посвященной нестандартным применениям сквидов, который включил обнаруженный Б.Васильевым эффект в предложенный им перечень тонких физических явлений, требующих экспериментального подтверждения. Теоретического обоснования измеренного эффекта также не существует - теория, развитая в /1/, и оценка ЭПИГ, сделанная в /2/, оказываются, как будет показано в дальнейшем, несостоятельными.

В настоящей работе предлагается теоретическая модель, согласно которой поле внутри металла возникает при любой неоднородной деформации металлического тела, а эффект ЭПИГ представляет собой лишь частный случай явления более общей природы. Если это так, то любые явления, связанные с неоднородной деформацией металлов, будь то изгиб или колебания стержней, распространение звука, ударные волны, истечение жидкого металла из отверстия, температурные деформации, соударение тел, деформации в поле тяжести и т.д., должны сопровождаться электромагнитными явлениями*. Величина индуцированного электрического поля оказывается пропорциональной градиенту деформации /т.е. градиенту давления, а не давлению, как ошибочно утверждается в /1, 2/ в отношении эффекта ЭПИГ/, причем по производимому эффекту деформация в поле тяжести наименее выгодна по сравнению с другими видами деформации. Например, при изгибе металлического стержня буквально "рукой" величину индуцированного поля можно получить на 6-8 порядков больше эффекта ЭПИГ.

* В отношении динамических процессов деформации это утверждение очевидно и является известным фактом /4/.

Поэтому экспериментальная проверка сделанного предположения, являющаяся одновременно и косвенной проверкой эффекта ЭПИГ, по-видимому, не встретит особых затруднений.

Ниже излагается элементарная теория явления, делаются конкретные количественные оценки. Критика теоретической части работ /1, 2/ дана в приложении.

1. ЭЛЕКТРИЧЕСКОЕ ПОЛЕ В НЕОДНОРОДНО ДЕФОРМИРОВАННОМ МЕТАЛЛЕ

При неоднородной деформации металлического тела ионы решетки и электроны проводимости неравномерно распределяются по объему металла. Электроны проводимости сравнительно слабо связаны с ионами и в известном смысле ведут себя как газ. Поэтому наличие градиента концентрации электронов проводимости означает одновременно и наличие градиента давления, т.е. силы, стремящейся выдвинуть электронный газ из зоны относительного сжатия металла*. Можно ожидать, что металл будет поляризован и возникшее внутри него электрическое поле уравновесит выдавливающее действие градиента давления электронного газа.

Полагая, что распределение концентрации ионов n^+ по объему деформированного металла известно, а электроны проводимости являются идеальным ферми-газом, запишем исходную систему уравнений, связывающую напряженность \vec{E} индуцированного деформацией электрического поля с концентрацией n и давлением P электронов проводимости.

Внутри деформированного объема имеем

$$\text{en}\vec{E} = \vec{\nabla}P, \quad /1/$$

$$\text{div}\vec{E} = -4\pi e(n^+ - n), \quad /2/$$

$$P = \frac{\hbar^2}{5m} \left(\frac{3}{8\pi} \right)^{2/3} n^{5/3}. \quad /3/$$

* В диэлектрике эта сила не возникает, поскольку электроны прочно связаны с атомной решеткой и не имеют возможности просачиваться сквозь межатомные потенциальные барьеры, играющие в данном случае роль непроницаемых перегородок. В металле эти перегородки "пористые", и электронный газ легко проникает сквозь них, стремясь выравнять свою концентрацию по всему предоставленному объему. Пьезоэлектрический эффект — преимущественная ориентация полярных молекул при деформации диэлектрика, — очевидно, не имеет отношения к эффекту "выдавливания" электронов.

Здесь m и e — масса и заряд электрона ($e < 0$), \hbar — постоянная Планка; n^+ — концентрация ионов, умноженная на валентность металла, — известная функция координат. Давление электронного газа принято равным давлению Ферми /рассматриваются состояния термодинамического равновесия при температурах $T \ll 10^4$ К/ ^{15/}.

Условие равновесия электронного газа /1/ является следствием постоянства химического потенциала. Первая часть /2/ — суммарная объемная плотность заряда — тождественно равна нулю в недеформированном или однородно деформированном состоянии.

Полагая $E = -\nabla\phi$, из /1/-/3/ находим уравнение для потенциала:

$$\Delta\phi = 4\pi e \left[n^+ - n_0 \left(1 + \frac{\phi - \phi_0}{-6\pi\lambda^2 e n_0} \right)^{3/2} \right]. \quad /4/$$

Здесь

$$\lambda^2 = \frac{\hbar^2}{4me^2} \left(\frac{\pi}{3n_0} \right)^{1/3} \sim 10^{-16} \text{ см}^2, \quad /4a/$$

n_0 — средняя по деформированному объему металла концентрация электронов проводимости, совпадающая со средней концентрацией ионов /умноженной на валентность/: $n_0 = n^+ \sim 10^{22} - 10^{23} \text{ см}^{-3}$; ϕ_0 — константа /потенциал при $n = n_0$ /, $\hbar = \hbar/2\pi$. При условии

$$|\phi - \phi_0| \ll -6\pi\lambda^2 e n_0, \quad /5/$$

т.е. если индуцированный потенциал много меньше нескольких вольт, уравнение /4/ линеаризуется и принимает вид

$$\Delta\phi - \frac{1}{\lambda^2} \phi = 4\pi e (n^+ - n_0). \quad /6/$$

Здесь и в дальнейшем $\phi_0 = 0$. В целом металл электронейтрален, поэтому нормальная составляющая вектора \vec{E} на поверхности тела равна нулю:

$$\vec{\nabla}_n \phi = 0. \quad /7/$$

Это условие не накладывает ограничений на тангенциальную составляющую поля, т.е. поверхность металла не обязательно должна быть эквипотенциальной. Однако в дальнейшем все-таки подразумевается, что вне металла электрического поля нет вообще. Это означает, что условие /7/ ставится на внутренней, неэквипотенциальной стороне поверхности металла, а эквипотенциальной является

ее внешняя сторона*. Для оценки поля внутри металла, на некотором удалении от границ, точная формулировка граничных условий не имеет принципиального значения.

Правая часть /6/ известна: отклонение концентрации ионов n^+ от среднего значения $n_0^+ = n_0$ связано с объемной деформацией металла соотношением

$$n^+ - n_0 = -n_0 \operatorname{div} \vec{u} + \dots, \quad /8/$$

где $\vec{u} = iu_x + ju_y + ku_z$ - лагранжева координата частицы металла, или вектор смещения. Строго говоря, смещения, отвечающие однородной деформации / $\operatorname{div} \vec{u} = \text{Const}$ /, следует исключить из /8/ с тем, чтобы для однородно деформированного состояния соблюдалось равенство $n^+ = n_0$ /по условию $n_0^+ = n_0$ - средняя концентрация ионов в деформированном металле/. Однако в этом нет необходимости, поскольку однородная деформация вносит нулевой вклад в напряженность индуцированного поля и постоянный вклад в "нулевой" потенциал ϕ_0 . Поэтому \vec{u} действительно можно считать лагранжевой координатой, а n_0 - соответственно концентрацией электронов проводимости в недеформированном состоянии тела.

Объемная деформация /или объемное расширение/ выражается через главные компоненты тензора деформаций (ϵ) и тензора напряжений (σ) по формулам /7/.

$$\operatorname{div} \vec{u} = \epsilon_x + \epsilon_y + \epsilon_z; \quad /8a/$$

$$\operatorname{div} \vec{u} = \frac{1-2\nu}{E_0} (\sigma_x + \sigma_y + \sigma_z). \quad /8б/$$

Здесь E_0 - модуль упругости, ν - коэффициент Пуассона. В случае сжатия элемента объема внешним давлением P_0 компоненты напряжений $\sigma_x = \sigma_y = \sigma_z = -P_0$.

Вдали от границ металла, на расстояниях, много больших $\lambda \sim 10^{-8}$ см, решением уравнения /6/ для напряженности индуцированного поля будет

$$\vec{E} = 4\pi\lambda^2 e \vec{\nabla} (n^+ - n_0) = 4\pi\lambda^2 e \vec{\nabla} n^+ \quad /9/$$

или, с учетом /8/,

* Требование эквипотенциальности внешней поверхности металла, по-видимому, оправдано. Например, в работе /6/ показано, что вне металла электрическое поле, индуцированное гравитацией внутри замкнутой металлической сферы, равно $-mg/e$ /т.е. в точности компенсирует вес mg электрона/, а вне сферы - еще меньше. Существует и экспериментальное подтверждение оценки $-mg/e$ /8/. В рассматриваемой модели весом электрона пренебрегается, поэтому полем вне металла следует также пренебречь. Этот вывод, вероятно, можно обобщить на все виды статических или квазистатических деформаций.

$$\vec{E} = -4\pi\lambda^2 e n_0 \vec{\nabla} \operatorname{div} \vec{u}. \quad /10/$$

Таким образом, электрическое поле, индуцированное неоднородной деформацией в металле, прямо пропорционально градиенту объемной деформации и направлено в сторону уменьшения плотности материала /см./9// - решетка выдавливает электроны проводимости из более сжатых областей в менее сжатые. Коэффициент пропорциональности зависит только от концентрации электронов проводимости /зависимость вида $n_0^{2/3}$, поскольку $\lambda \sim n_0^{-1/6}$ /. Для диэлектрика, очевидно, $n_0 = 0$.

Приведем несколько численных примеров, полагая, что /10/ - универсальная формула для индуцированного поля. Во всех примерах критерий /5/ выполняется. Предполагается, что время установления термодинамического равновесия в электронном газе много меньше характерного времени деформации решетки.

2. МЕТАЛЛИЧЕСКИЙ ЦИЛИНДР В ПОЛЕ ТЯЖЕСТИ /ЭФФЕКТ ЭПИГ/

Под действием собственного веса металлический цилиндр /рис.1/ наиболее сжат в своей нижней части и совсем не сжат в самом верхе /на рисунке степень сжатия условно показана густотой горизонтальных линий/. Электроны проводимости должны "выдавливаться" вверх, и, следовательно, индуцированное поле тоже должно быть направлено вверх.

На высоте z $\sigma_z = -\rho g(H-z)$, $\sigma_x = \sigma_y = 0$; ρ - плотность, g - ускорение свободного падения. Согласно /8б/ имеем

$$\vec{\nabla} \operatorname{div} \vec{u} = - \frac{1-2\nu}{c_0^2} \vec{g},$$

где $c_0 = \sqrt{E_0 / \rho}$ - скорость звука в стержне.

Следовательно, вдали от границ индуцированное гравитацией поле постоянно и равно

$$\vec{E} = 4\pi\lambda^2 e n_0 \frac{1-2\nu}{c_0^2} \vec{g}. \quad /11/$$

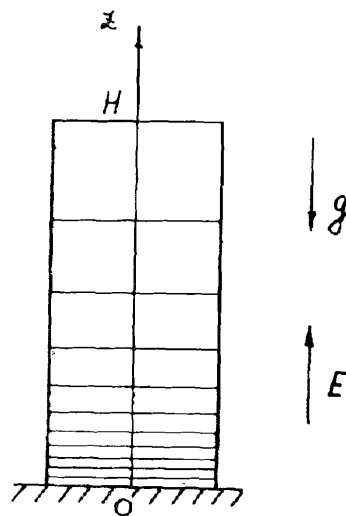


Рис.1. Металлический цилиндр в поле тяжести. Индуцированное поле направлено вверх.

Подставляя численные значения параметров, имеем характерную для всех металлов оценку порядка величины поля: $E_z \sim 10^{-6}$ В/м.

В предельном случае несжимаемой жидкости $\nu = 0,5$ индуцированное поле, как следует из /11/, равно нулю. Коэффициентом Пуассона, близким к 0,5, обладает свинец $\nu = 0,446$. Однако за счет низкого значения $\epsilon_0^2 = E/\rho$ поле в свинце оказывается, тем не менее, в 3,3 раза выше, чем в легком и упругом титане, хотя коэффициент Пуассона последнего значительно ниже $\nu = 0,3$.*

Отметим, что по порядку величины /11/ совпадает с формулой П.Н.Лебедева

$$\vec{E} \sim \frac{m_i \vec{g}}{e}, \quad /11a/$$

где m_i - масса иона. В работе /1/, со ссылкой на эксперименты /2/, отмечается, что результаты измерения электрического поля вращающихся металлических тел /в частности, свинца и титана/ на 8 порядков выше оценки П.Н.Лебедева. Расхождение объясняется /1/ конденсацией электронов на ионах, в результате которой электроны проводимости проявляют эффективную плотность заряда $\rho_e = (ne)_{эф}$ ($|e_{эф}| \ll |e|$). По логике рассуждений /1/ это предположение эквивалентно введению эффективного электронного заряда $e_{эф}$ ($|e_{эф}| \ll |e|$), но не эффективной концентрации электронов $n_{эф} \ll n$ /в упругих параметрах, давлении Ферми фигурирует n , а не $n_{эф}$ /1/. Подставив в формулу П.Н.Лебедева вместо e "эффективный заряд" $e_{эф} = 10^{-8} e$, разумеется, получим результат на 8 порядков больше, но допустима ли такая подстановка? Следовало бы ожидать, что теория, развитая в /1/, должна приводить к той же формуле П.Н.Лебедева или похожей на нее, но с большим поправочным коэффициентом $e/e_{эф}$, величина которого однозначно определяется самой же теорией.

Однако результат /1/ качественно отличается от /11a/ /напряженность поля E_z пропорциональна гидростатическому давлению, т.е. зависит от z /, а эффективный заряд, или плотность заряда ρ_e , не определяются и, как оказывается, не могут быть определены. В приложении показано, что теория /1/ принципиально неверна, а ее главный вывод /формула /23/ приложения/ противоречит физическому смыслу и появился по недоразумению - из уравнения, которое должно быть отброшено.

* Оба металла сравниваются при одинаковых валентностях. Если взять отношение валентностей Pb и Ti равным 2 /по числу электронов во внешнем слое/, то отношение индуцированных полей возрастает до $3,3 \cdot 2^{2/3} = 5,3$.

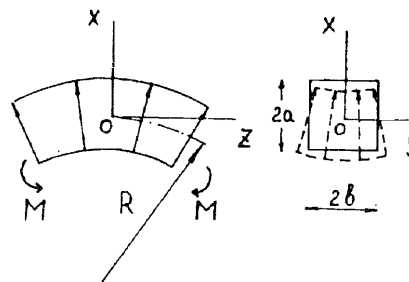


Рис.2. Электрическое поле, индуцированное при изгибе металлического стержня, направлено по радиусу кривизны. Пунктиром справа изображены силовые линии поля и контуры деформированного сечения стержня.

3. ИЗГИБ МЕТАЛЛИЧЕСКОГО СТЕРЖНЯ

При изгибе стержня прямоугольного сечения двумя одинаковыми и противоположно направленными моментами M /рис.2/ компоненты вектора смещения \vec{u} имеют вид /7/:

$$u_x = \frac{-z^2 + \nu(y^2 - x^2)}{2R}, \quad u_y = -\nu \frac{xy}{R}, \quad u_z = \frac{xz}{R},$$

где $R = E_0 J_y / M$ - радиус кривизны, $J_y = 4ba^3 / 3$ - момент инерции сечения относительно оси y /см. рис.2/. Следовательно, $\text{div} \vec{u} = (1 - 2\nu) x/R$, и величина индуцированного поля, согласно /10/, $E_x = -4\pi \lambda^2 \epsilon_0 \frac{1 - 2\nu}{R}$. /12/

Подставляя характерные значения параметров, приняв, в частности, $\nu = 0,25$, имеем по порядку величины

$$E_x \sim \frac{1}{R}, \quad /12a/$$

где E и R измеряются в единицах В/м и м. Таким образом, для данного металла индуцированное при изгибе поле зависит только от радиуса кривизны и направлено вдоль R /это очевидно/. Электроны "выдавливаются" из нижней сжатой части в растянутую верхнюю часть стержня /рис.2/.

При радиусе кривизны 1м индуцированное поле ~ 1 В/м. Эта оценка на 6 порядков выше предыдущей. При достаточно малом поперечном размере a /см. рис.2/ можно без особых усилий получить высокую степень кривизны. Например, в 30-сантиметровой металлической линейке, скрученной в кольцо $R \sim 5$ см/, напряженность поля ~ 20 В/м. Силовые линии направлены из центра кольца, вне линейки поля нет.

При изгибе неравномерность деформации очень велика /деформация меняет знак/, чего не наблюдается при деформации сжатия в поле тяжести, градиент которой мал и не изменяется, как бы мы ни увеличивали вес /высоту/ цилиндра. Этим и объясняется большое отличие поля, индуцированного при изгибе, от эффекта ЭПИГ.

Интересно отметить, что за счет малого значения $|1 - 2\nu|$ для свинца эффект изгиба свинцовой пластинки в 3 раза ниже, чем

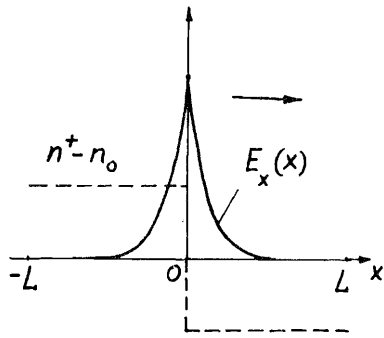


Рис.3. Электрическое поле, индуцированное ударной волной. Стрелкой указано направление поля, совпадающее с направлением распространения волны.

в пластинке из титана /при одинаковых радиусах кривизны и валентностях Pb и Ti /, тогда как при деформации в поле тяжести результат обратный - поле в свинце в 3,3 раза выше поля в титане /см. предыдущий пример/.

Экспериментальное подтверждение этого вывода было бы веским аргументом в пользу рассматриваемой теории.

4. ПОЛЯРИЗАЦИЯ МЕТАЛЛА НА ФРОНТЕ УДАРНОЙ ВОЛНЫ

Пусть в левой половине плоского металлического слоя толщиной $2L$ плотность ионов выше на δn_0^+ , а в правой - ниже на δn_0^- по отношению к среднему значению n_0 /рис.3/. Тогда решением задачи /6/-/7/* в области $-L \leq x \leq L$ будет функция

$$E_x = -4\pi\lambda^2 e \delta n_0^+ \frac{\text{sh}(L - |x|)/\lambda}{\text{ch}L/\lambda}.$$

Это острый импульс, на рисунке он изображен преувеличенно широко, с амплитудой

$$E_{\text{max}} = -4\pi\lambda^2 e \delta n_0^+ \quad /13/$$

В ударной волне $\delta n_0^+/n_0^+ \sim 0,10$, откуда следует, что $E_{\text{max}} \sim 10^9$ В/м. Скачок потенциала, однако, не велик: $\delta\phi \sim E_{\text{max}}\lambda \sim 0,1$ В. Приведенная оценка завышена /т.к. скачок уплотнения считается идеальным/, но не очень сильно: толщина скачка того же порядка, что и λ .

5. ЭЛЕКТРИЧЕСКОЕ ПОЛЕ, ИНДУЦИРОВАННОЕ ЗВУКОВОЙ ВОЛНОЙ В МЕТАЛЛЕ

Распространение волн в упругой среде описывается уравнением /7/:

$$\frac{G}{1-2\nu} \nabla \text{div} \vec{u} + G \Delta \vec{u} = \rho \frac{\partial^2 \vec{u}}{\partial t^2}.$$

*Здесь формулы /9/ или /10/ применить нельзя, поскольку они справедливы вдали от границы раздела, а в данном примере именно она и представляет интерес.

Здесь G - модуль сдвига, остальные величины определены выше. Применяв операцию div к обеим частям уравнения и учитывая, что div действует непосредственно на вектор смещения \vec{u} под знаком лапласиана, получим

$$\left(\Delta - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2}\right) \text{div} \vec{u} = 0,$$

где $c = \sqrt{\frac{2(1-\nu)G}{\rho}}$ - скорость звуковой волны расширения,

или безвихревой волны /7/. Следовательно, для индуцированного потенциала $\phi \sim \text{div} \vec{u}$ имеем уравнение

$$\Delta \phi = \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \phi}{\partial t^2} \quad /14/$$

Таким образом, звуковые волны в металле сопровождаются электромагнитными явлениями только в том случае, когда в их состав входят волны расширения, т.е. имеются колебания плотности среды. Вихревая волна /волна искажений/, распространяющаяся со скоростью $\sqrt{G/\rho}$, не должна вызывать поляризацию металла, поскольку в такой волне деформация /сдвига/ не приводит к изменению плотности. Волны Релея, являющиеся комбинацией волн искажения / $\text{div} \vec{u} = 0$ / и волн расширения / $\text{rot} \vec{u} = 0$ / и распространяющиеся со скоростью несколько меньшей $\sqrt{G/\rho}$, а также особый вид упругих волн - волны в стержне, которые распространяются со скоростью $c_0 = \sqrt{E_0/\rho} = \sqrt{2(1+\nu)G/\rho}$, должны вызывать поляризацию металла.

Дипольный момент, индуцированный в единичном объеме металла, определяется, согласно /10/, выражением $\vec{d} = \frac{\nabla \phi}{4\pi} = n_0 e \lambda^2 \nabla \text{div} \vec{u}$, т.е. уравнение /14/ описывает, по сути, источник дипольного излучения.

6. ЭЛЕКТРИЧЕСКОЕ ПОЛЕ ВО ВРАЩАЮЩЕМСЯ ДИСКЕ

Воспользуемся решением трехмерной задачи о напряжениях во вращающемся диске /7/ /толщина диска $2a$, радиус R , угловая скорость вращения ω /. На некотором удалении от края диска /7/ формула /8б/ для объемного расширения принимает вид

$$\text{div} \vec{u} = \frac{1-2\nu}{E_0} \rho \omega^2 \left[\frac{3+\nu}{4} R^2 - \frac{1+\nu}{2} r^2 + \frac{\nu(1+\nu)}{3(1-\nu)} (a^2 - 3z^2) \right].$$

Следовательно, вдали от границ напряженность электрического поля /10/:

$$\vec{E} = 2\pi\lambda^2 e n_0 \frac{1-2\nu}{G} \rho \omega^2 \left(\vec{r} + \frac{2\nu}{1-\nu} \vec{z} \right). \quad /15/$$

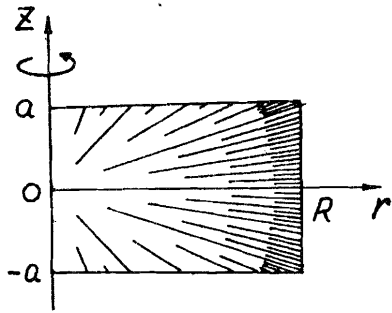


Рис. 4. Электрическое поле во вращающемся металлическом диске ($\nu = 1/3$). Электронный газ "выдавливается" из периферийных областей к центру диска.

В случае $\nu = 1/3$ эквипотенциальными поверхностями являются концентрические сферы с центром в начале координат /рис.4/. При этом картина силовых линий поля внутри диска такая же, как внутри равномерно заряженного шара с объемной плотностью заряда

$\frac{4}{3}\lambda^2 \epsilon n_0 \omega^2 / c_0^2$. Поле направлено к центру диска.

Предельная оценка напряженности электрического поля в диске радиусом $R = 1$ см, вращающемся с угловой скоростью $\omega \sim 0,1 c_0/R$ /т.е. на грани разрушения/, составляет ~ 100 В/м.

Общий вывод, который можно сделать, следующий. Электрическое поле внутри металла должно возникать при всех видах неоднородной деформации. При этом напряженность индуцированного поля пропорциональна градиенту объемной деформации /или градиенту плотности, взятому с обратным знаком/ и рассчитывается по формулам /9/, /10/.

Теоретической оценкой электрического поля, индуцированного гравитацией в металле, по-прежнему остается формула П.Н.Лебедева /11а/ /или более точная формула /11//. Результат измерения эффекта ЭПИГ /2/, который оказался на 8 порядков выше теоретических оценок /11/-/11а/, пока не имеет объяснения и нуждается, по мнению автора, в экспериментальной проверке.

Автор благодарит Игнатовича В.К., Покотиловского Ю.Н., Писарева А.Ф., Шабалина Е.П. за полезные обсуждения работы, а также Васильева Б.В. за ряд весьма интересных дискуссий.

Автор особенно признателен рецензентам работы Пушкинову Д.И. и Приезжеву В.Б.

ПРИЛОЖЕНИЕ КРИТИЧЕСКИЕ ЗАМЕЧАНИЯ ПО ПОВОДУ РАБОТЫ /1/

В работе /1/ для расчета электрического поля \vec{E} , индуцированного полем тяжести в металле, используются следующие уравнения.

Перепишем их, сохраняя обозначения величин и нумерацию формул такими, как в /1/. Дополнительные соотношения будут следовать в алфавитном порядке. Уравнения равновесия ионной решетки (i) и электронного газа (e):

$$-\gamma \vec{g} + \vec{\nabla} \vec{P}_i + \rho_i \vec{E}_i = 0, \quad /14/$$

$$\vec{\nabla} P_e - \rho_e \vec{E}_e = 0, \quad /15/$$

γ - плотность металла, g - ускорение свободного падения. Поле "на ионах" \vec{E}_i и поле "на электронах" \vec{E}_e таковы, что $\vec{E}_i - \vec{E}_e = (\theta - \eta) \text{div} \vec{E}$. $\vec{E}_i + \vec{E}_e = 2\vec{E}$, где $\vec{\theta}$ и $\vec{\eta}$ - векторы смещения ионов и электронов соответственно, \vec{E} - искомая напряженность индуцированного гравитацией поля. Эффективные плотности электронного $/\rho_e/$ и ионного $/\rho_i/$ зарядов предполагаются равными /?/:

$$\rho_e = \rho_i \ll en. \quad /17/$$

Отметим, что $\rho_e < 0$, $\rho_i < 0$ согласно /15/ и /14/.

Гидростатические давления электронного газа P_e и ионной решетки (P_i) связаны с полным гидростатическим давлением в металле $P = P_e + P_i$ соотношениями:

$$P_e = \frac{Y_e}{2Y} P, \quad P_i = \frac{Y_i}{Y} P, \quad /13/$$

где Y_i и Y_e - модули упругости ионной решетки и электронного газа, а $Y = Y_i + Y_e / 2$ - величина суммарного модуля упругости; $Y_e = 2nE_F$, где E_F - энергия Ферми, n - концентрация электронов проводимости.

Относительное смещение ионов $\vec{\theta}$ - $\vec{\eta}$ связано с дипольным моментом \vec{d} единичного объема: $\vec{d} = \rho_e (\vec{\theta} - \vec{\eta})$ /ошибка в знаке/ *. Кроме того,

$$\text{div} \vec{\eta} = \text{div} (\vec{\theta} - \vec{\eta}) = \frac{P_e}{Y_e} \quad /ошибка в знаке/ **, \quad /12/$$

$$\vec{E} = -4\pi \vec{d}, \quad \text{div} \vec{E} = -4\pi \text{div} \vec{d} = -4\pi \rho_e P_e / Y_e.$$

Искомыми величинами являются: 1/ \vec{E} - напряженность индуцированного поля, 2/ ρ_e - эффективная плотность электронов, которая постоянна и равна ρ_i (?); 3/ P - гидростатическое давление в металле, которое приблизительно, но не точно (?), равно $\gamma g z$.

С учетом замеченных ошибок, выписанная система уравнений сокращается и приобретает следующий вид:

* Поскольку $\rho_e < 0$, должно быть $\vec{d} = -\rho_e (\vec{\theta} - \vec{\eta})$.

** Сжатию, т.е. положительному давлению, соответствует отрицательная величина дивергенции вектора смещения.

$$-\gamma \vec{g} + \vec{\nabla} P + \frac{1}{4\pi} \vec{E} \operatorname{div} \vec{E} = 0, \quad /a/$$

$$-\gamma \vec{g} + (1 - Y_e/Y) \vec{\nabla} P + 2\rho_e \vec{E} = 0, \quad /б/$$

$$\operatorname{div} \vec{E} = -4\pi \rho_e \frac{P}{2Y}. \quad /с/$$

Система, полученная без исправления ошибок, отличается от записанной только знаком последнего члена в левой части /а/.

Однако предложенная модель неверна безотносительно к замеченным ошибкам. Видно, что из /а, б, с/ нельзя однозначно определить \vec{E} , P и постоянную ρ_e . Система дифференциальных уравнений /а, б, с/ в известном смысле переопределена, поскольку условие $\rho_e = \text{const}$ является дополнительным уравнением, и поэтому не имеет решения /в случае переменной ρ_e к правой части /с/ следует добавить $\vec{E} \vec{\nabla} \rho_e / \rho_e$; очевидно, введение переменной величины эффективного электронного заряда было бы еще более необоснованным предположением/.

Действительно, вычитая /б/ из /а/, получаем, с учетом /с/, два противоречащих друг другу соотношения для \vec{E} :

$$\vec{E} = \frac{Y_e}{2Y \rho_e} \frac{\vec{\nabla} P}{1 + P/4Y}, \quad /а'/$$

$$\frac{1}{4\pi} \vec{E} \operatorname{div} \vec{E} = -\frac{Y_e}{4Y^2} \frac{P \vec{\nabla} P}{1 + P/4Y}, \quad /б'/$$

Уравнение /а'/ физически оправдано, но /б'/ приводит к мнимой зависимости \vec{E} от P : $E^2 \sim -P^2$ при $P \ll 4Y / E = 0$, если $P = 0^{1/}$ / и уже поэтому должно быть отброшено. Тем не менее именно из /б'/ получен основной результат работы ^{1/}:

$$\frac{E^2}{8\pi} = \frac{Y_e P^2}{8Y^2}, \quad /23/$$

где, согласно ^{1/}, $P \approx \gamma g z$, $P \ll 4Y$. При интегрировании /б'/ знак "минус" перед правой частью /б'/, который должен оставаться и при "неправильной" записи уравнений, заменен в ^{1/} на обратный ^{**}.

Покажем, что уравнение /б'/ в действительности является тождеством $0 = 0$, из которого, разумеется, нельзя чего-либо "вывести".

* /а'/ и /б'/ были бы справедливы одновременно, если бы гидростатическое давление изменялось по гармоническому закону

$$P = \frac{1}{\kappa} \gamma g \sin \kappa z \quad (P \ll 4Y; \quad \kappa^2 = 4\pi \rho_e^2 / Y_e \approx 10^{16} (e_{\text{эф}}/e)^2 \text{ см}^{-2}), \text{ что лиш-$$

шено всякого физического смысла.

** При подстановке $\vec{d} = -\vec{E}/4\pi$ в формулу /21/ ^{1/}, которая здесь не приводится.

Уравнение /с/ требует постоянного отношения $\operatorname{div} \vec{E} / P$, но это условие не выполняется, поскольку величина

$$4\pi \rho_e^2 \approx -2\rho_e Y \frac{\operatorname{div} \vec{E}}{P} = \frac{Y_e (\gamma g)^2}{4Y P} \left(1 - \frac{Y_e}{Y}\right) \frac{1 + P/4Y}{[1 + P(1 - Y_e/Y)/4Y]^3}$$

не равна постоянной / P - величина переменная/. Условие /с/ выполняется в единственном случае: при $P/Y \rightarrow 0$, $\operatorname{div} \vec{E} \rightarrow 0$ /тогда для ρ_e в /с'/ получается неопределенность типа $0/0$ /. Следовательно, /с/ заменяется тождеством $0 = 0$. А поскольку /б'/ получено умножением /а'/ на уравнение /с/, то и /б'/ должно принять вид $0 = 0$.

Выполнив указанный предельный переход в исходной системе /а, б, с/, получаем запись уравнений, какой она должна быть на самом деле в данной модели:

$$-\gamma \vec{g} + \vec{\nabla} P = 0, \quad -\gamma \vec{g} + \left(1 - \frac{Y_e}{Y}\right) \vec{\nabla} P + 2\rho_e \vec{E} = 0, \quad \operatorname{div} \vec{E} = 0.$$

Здесь $\vec{\nabla} P$ имеет уже ясный физический смысл. Некорректные соотношения между величинами второго порядка малости, в частности уравнение /б'/, исчезли.

Решение /а'/ этой системы принимает вид

$$\vec{E} = \frac{Y_e}{2Y \rho_e} \vec{\nabla} P, \quad /д/$$

где ρ_e - неизвестная постоянная. В случае $\rho_e = ne$ это решение с точностью до множителя $3/2$ совпадает с формулой /9/ настоящей работы.

Таким образом, отбросив малые величины $P/4Y$ и $\operatorname{div} \vec{E}$, как этого требует условие $\rho_e = \text{const}$, мы должны одновременно вычеркнуть и соотношения /с/, /б'/ и /23/. Решением для напряженности индуцированного электрического поля является при этом формула /д/, сходная с оценкой П.Н.Лебедева, однако эффективная плотность заряда ρ_e остается величиной неопределенной.

В заключение отметим, что формула /23/ не только формально не верна, но, несмотря на внешнюю привлекательность, противоречит и физическому смыслу. Из соображений симметрии ясно, что при равномерном сжатии металла / $P = \text{const}$ / индуцированного поля быть не должно. Об этом прямо свидетельствует соотношение /а'/ . Сомнения вызывает и сам факт неограниченного роста поля \vec{E} с расстоянием z от верхнего торца цилиндра /что, опять же, не следует из /а''//.

Сделанные замечания сами по себе наводят на мысль, что физически верному решению отвечают соотношения типа /а'/ или /д/, но никак не формула /23/.

В работе ^{2/} содержится более ранний вывод формулы /23/. Но и здесь она получена "из ничего", поскольку квадратичный член в разложении /5/ ^{2/} омега-потенциала U по степеням гидростатического давления /основа формулы/ тождественно равен нулю.

ЛИТЕРАТУРА

1. Васильев Б.В. Электрическая поляризация, индуцированная гравитацией в металлах, ОИЯИ, P17-85-110, Дубна, 1985.
2. Васильев Б.В. Электрическая поляризация в металлах, возникающая при их вращении. ОИЯИ, P14-84-255, Дубна, 1984.
3. Одегнал М. Некоторые нестандартные применения сверхпроводящих квантовых интерферометров-сквидов. Физика низких температур, 1985, т.11, №1, с.5-56.
4. Конторович В.М. Динамические уравнения теории упругости в металлах, УФН, 1984, т.142, вып.2, с.265-307.
5. Румер Ю.Б., Рывкин М.Ш. Термодинамика, статистическая физика и кинетика, "Наука", М., 1972.
6. Schiff L.I., Barnhill M.V. Gravitation Induced Electric Field near Metal, Phys.Rev., 1966, vol.151, No.4, p.1067-1071.
7. Тимошенко С.П., Гудьер Дж. Теория упругости, "Наука", М., 1979. /перевод с англ./.
8. Witteborn F.C., Fairbank W.M., Phys.Rev.Lett., 1967, vol.19, p.1049.

Рукопись поступила в издательский отдел
1 июля 1986 года.

ТЕМАТИЧЕСКИЕ КАТЕГОРИИ ПУБЛИКАЦИЙ
ОБЪЕДИНЕННОГО ИНСТИТУТА ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Индекс	Тематика
1.	Экспериментальная физика высоких энергий
2.	Теоретическая физика высоких энергий
3.	Экспериментальная нейтронная физика
4.	Теоретическая физика низких энергий
5.	Математика
6.	Ядерная спектроскопия и радиохимия
7.	Физика тяжелых ионов
8.	Криогеника
9.	Ускорители
10.	Автоматизация обработки экспериментальных данных
11.	Вычислительная математика и техника
12.	Химия
13.	Техника физического эксперимента
14.	Исследования твердых тел и жидкостей ядерными методами
15.	Экспериментальная физика ядерных реакций при низких энергиях
16.	Дозиметрия и физика защиты
17.	Теория конденсированного состояния
18.	Использование результатов и методов фундаментальных физических исследований в смежных областях науки и техники
19.	Биофизика

НЕТ ЛИ ПРОБЕЛОВ В ВАШЕЙ БИБЛИОТЕКЕ?

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

- | | | |
|---------------|---|-------------|
| 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. |
| D11-83-511 | Труды совещания по системам и методам аналитических вычислений на ЭВМ и их применению в теоретической физике. Дубна, 1982. | 2 р. 50 к. |
| D7-83-644 | Труды Международной школы-семинара по физике глзельх ионов. Алушта, 1983. | 6 р. 55 к. |
| D2,13-83-689 | Труды рабочего совещания по проблемам излучения и детектирования гравитационных волн. Дубна, 1983. | 2 р. 00 к. |
| D13-84-63 | Труды XI Международного симпозиума по ядерной электронике. Братислава, Чехословакия, 1983. | 4 р. 50 к. |
| D2-84-366 | Труды 7 Международного совещания по проблемам квантовой теории поля. Алушта, 1984. | 4 р. 30 к. |
| D1,2-84-599 | Труды VII Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1984. | 5 р. 50 к. |
| D17-84-850 | Труды III Международного симпозиума по избранным проблемам статистической механики. Дубна, 1984. /2 тома/ | 7 р. 75 к. |
| D10,11-84-818 | Труды V Международного совещания по проблемам математического моделирования, программированию и математическим методам решения физических задач. Дубна, 1983. | 3 р. 50 к. |
| | Труды IX Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна, 1984 /2 тома/ | 13 р. 50 к. |
| D4-85-851 | Труды Международной школы по структуре ядра, Алушта, 1985. | 3 р. 75 к. |
| D11-85-791 | Труды Международного совещания по аналитическим вычислениям на ЭВМ и их применению в теоретической физике. Дубна, 1985. | 4 р. |
| D13-85-793 | Труды XII Международного симпозиума по ядерной электронике. Дубна 1985. | 4 р. 80 к. |

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

Ломидзе В.Л.

P17-86-428

Электрическое поле, индуцированное неоднородной статической деформацией в металле

Показано, что при любой неоднородной деформации металлического тела внутри металла возникает электрическое поле, обусловленное "выдавливанием" электронного газа из более сжатых областей ионной решетки в менее сжатые. Величина индуцированного потенциала

$$\phi = \frac{h^2 n^{2/3}}{4\pi m e} \cdot \text{div} \vec{u},$$

где h - постоянная Планка, e и m - заряд и масса электрона, n - средняя концентрация электронов проводимости. Смещение u ионов решетки при деформации рассчитывается методами теории упругости. Вопрос о величине поля вне металла не рассматривается. Приведены количественные оценки напряженности электрического поля, индуцированного деформацией металла в поле тяжести ($\sim 10^{-6}$ В/м), при изгибе стержня (~ 10 В/м), во вращающемся диске (до 100 В/м), в звуковой и ударной волне (до $\sim 10^9$ В/м). Критикуется интерпретация результатов одного эксперимента по измерению поляризации металла в поле тяжести, выполненного на центрифуге.

Работа выполнена в Лаборатории нейтронной физики ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1985

Перевод О.С.Виноградовой

Lomidze V.L.

P17-86-428

The Electric Field Induced by Ununiform Static Deformation in Metals

It is shown that an arbitrary ununiform deformation of the metal leads to appearance of the electric field inside the metallic body caused by "squeezing out" of the electron gas from the regions relatively more compressed into those less compressed. The electric potential induced by deformation is

$$\phi = \frac{h^2 n^{2/3}}{4\pi m e} \cdot \text{div} \vec{u},$$

where h is the Planck constant, e and m - the charge and mass of electron, respectively, n - conductivity electron density, u - the displacement of ions (calculated by the methods of elasticity theory). The problem of the field outside the metal is not considered. The quantitative estimations of the electric field voltage induced by gravitation (10^{-6} V/m), at metallic rod bowing (10 V/m), in the rotating disc (up to 100 V/m), and in sonic and shock waves (up to 10^9 V/m) are given. The interpretation of the results of one experiment connected with the measurements of the polarization effect in metal caused by gravity is criticized.

The investigation has been performed at the Laboratory of Neutron Physics, JINR. Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1986