1971 г. Сентябрь Том 105, вып. 1
УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

ИЗ ТЕКУЩЕЙ ЛИТЕРАТУРЫ

539.124

ПАДАЕТ ЛИ ЭЛЕКТРОН В МЕТАЛЛИЧЕСКОЙ ТРУБЕ?

Вопрос, вынесенный в заглавие, можно поставить еще и так: с каким ускорением движется электрон внутри вертикально поставленной трубы далеко от ее концов или внутри любой полости, окруженной металлическим экраном, если все это устройство находится в поле силы тяжести? Иначе говоря, действует ли на электрон в этих условиях какая-либо сила помимо силы тяжести mg? Вопрос этот возник первоначально в связи с постановкой опытов по наблюдению свободного падения элементарных частиц в гравитационном поле (конечная цель таких опытов состояла в том, чтобы убедиться, что античастицы обладают нормальными гравитационными свойствами). По электронным масштабам ускорение свободного падения $g = 980$ *см/сек*^{2} очень мало: такое же ускорение сообщает электрону поле величиной mg/e (m — масса электрона, e — абсолютная величина его заряда), т. е. всего $5{,}6 \cdot 10^{-13}$ *в/см*. Случайные электрические поля в приборе для наблюдения свободного падения электронов могут оказаться на много порядков больше. Поэтому траектория падающего электрона должна проходить в пространстве, окруженном металлическим экраном, например внутри длинной металлической трубы. Важно знать, действует ли на заряженную частицу внутри трубы помимо силы тяжести еще и сила со стороны электрического поля, которое возникает из-за того, что сам экран тоже находится в поле силы тяжести.

Это электрическое поле было впервые вычислено Шиффом и Барнхиллом [1] *). Они пришли к следующему общему выводу: в заэкранированном пространстве возникает электростатическое поле, равное mg/e. Оно направлено вниз и действует на электрон (отрицательный заряд) с силой, которая точно компенсирует силу тяжести, так что ускорение электрона равно нулю. Позитрон по той же причине должен падать с ускорением $2g$.

Однако Дэсслер, Майчел, Роршах и Трэмел [2] обратили внимание на то, что Шифф и Барнхилл при расчете электрического поля необоснованно пренебрегли деформацией металла под действием собственной тяжести. Они показали, что эта деформация приводит к возникновению поля, которое на несколько (примерно пять) порядков больше mg/e. Чтобы лучше понять их идею, рассмотрим сначала более простую задачу: найдем поле внутри самого металла.

В металле электроны заполняют все энергетические уровни вплоть до энергии Ферми μ. Деформация металла изменяет величину этой энергии (см. ниже). Но деформация, возникающая под действием силы тяжести, неоднородная: она изменяется по высоте. Например, если металлический стержень закреплен снизу, а верхний конец его свободен, то сжатие уменьшается с высотой. А это приводит к тому, что возникает вертикальный градиент энергии Ферми электронов. Электроны перетекают из области с большей в область с меньшей энергией Ферми, вследствие чего верхний конец металла заряжается относительно нижнего и в металле возникает электрическое поле, которое по мере своего роста уменьшает ток, вызванный деформацией. Поле достигает как раз такой величины, чтобы скомпенсировать действие градиента μ и сделать электрический ток равным нулю.

Чтобы понять возможный механизм изменения энергии Ферми при деформации и оценить величину эффекта, рассмотрим простейшую модель, согласно которой металл представляет собой вырожденный электронный газ в поле однородного положительного

---

*) Здесь следует оговориться. В работе [1] впервые исследовано поле вне металла; аналогичное же поле, возникающее под действием ускорения или гравитации внутри металла, давно известно. Оно рассматривалось в связи с опытами Толмена с сотрудниками по наблюдению электронно-инерционного эффекта. Ниже мы кратко коснемся этого вопроса.

заряда. Энергия Ферми такого газа определяется концентрацией электронов n и пропорциональна $n^{2/3}$. Так как относительное изменение объема при деформации равно $dV/V = -dn/n$ *), в данной модели производная от энергии Ферми по деформации получается равной $d\mu/(dV/V) = -(2/3)\,\mu$. В общем случае энергия Ферми изменяется еще и вследствие того, что при деформации изменяется внутрикристаллическое поле, в котором движутся электроны. Однако характерная абсолютная величина эффекта остается такой же, как и в простейшей модели. Если обозначить через u_{ik} тензор деформации, то производные $\bar{\lambda}_{ik} = \partial\mu/\partial u_{ik}$ (они представляют собой потенциалы деформации, усредненные по поверхности Ферми) по абсолютной величине порядка энергии Ферми μ, или, что то же самое,— порядка атомной энергии e^2/a, где a — межатомное расстояние, т. е. один — десять электрон-вольт.

В условиях термодинамического равновесия во всем металле должен быть постоянным электрохимический потенциал электронов, равный сумме их химического потенциала (энергии Ферми) μ и потенциальной энергии в электрическом и гравитационном полях:

$$\mu(\mathbf{r}) - e\varphi_i(\mathbf{r}) - m\mathbf{g}\mathbf{r} = \text{const}. \qquad (1)$$

В этой формуле $\varphi_i(\mathbf{r})$ — потенциал макроскопического электрического поля внутри металла. Из условия равновесия (1) следует, что поле внутри металла равно

$$\mathbf{E}_i = -\operatorname{grad}\varphi_i = \frac{1}{e}(m\mathbf{g} - \operatorname{grad}\mu). \qquad (2)$$

Направим ось OZ системы координат вертикально вверх. Поле, созданное деформацией, равно

$$-\frac{1}{e}\frac{d\mu}{dz} = -\frac{1}{e}\bar{\lambda}_{ik}\frac{\partial u_{ik}}{\partial z}. \qquad (3)$$

Производные $\partial u_{ik}/\partial z$ найдем с помощью уравнений упругого равновесия. В упруго изотропном металле, находящемся в поле силы тяжести, как известно,

$$\frac{\partial u_{zz}}{\partial z} = \frac{\rho g}{E_Y}, \qquad \frac{\partial u_{xx}}{\partial z} = \frac{\partial u_{yy}}{\partial z} = -\frac{\sigma}{E_Y}\rho g, \qquad (4)$$

где ρ — плотность металла, E_Y — модуль Юнга, σ — коэффициент Пуассона. Плотность ρ порядка M/a^3, где M — масса ядра атома металла. Модуль Юнга $E_Y \sim 10^{12}$ *дин/см*^{2}, т. е. порядка e^2/a^4 (эта буквенная оценка следует из того, что деформация порядка единицы вызвала бы напряжение атомной величины). Из (3) и (4), а также сделанных только что оценок следует, что поле, созданное деформацией,

$$\frac{1}{g}|\operatorname{grad}\mu| \sim \frac{1}{e}\frac{e^2}{a}\frac{(M/a^3)\,g}{(e^2/a^4)} \sim \frac{Mg}{e}. \qquad (5)$$

Это поле больше того, которое получилось бы без учета деформации металла, т. е. больше mg/e, примерно в $M/m \sim 10^5$ раз. Заметим еще, что поле определяется не самой деформацией, а ее производной по высоте, а поэтому не зависит от того, где закреплен металл — вверху или внизу.

Прежде чем перейти к отысканию электрического поля вне металла, напомним, как связана работа выхода электрона из металла с энергией Ферми в металле. Обозначим через φ_e потенциал электрического поля вне металла. Разность $\varphi_e - \varphi_i$ равна скачку потенциала на поверхностном двойном слое. Такой двойной слой (дипольный момент) имеется и на совершенно чистой поверхности металла — из-за того, что «центр тяжести» заряда электронов в первой (от поверхности) элементарной ячейке металла не обязательно лежит в плоскости, проходящей через ядра. Скачок потенциала $\varphi_e - \varphi_i$ может изменяться при адсорбции различных молекул, при изменении заполнения поверхностных электронных состояний (например, на окисной пленке). Если бы плотность двойного слоя была неизменной, изменение работы выхода ΔW было бы равно изменению энергии Ферми с обратным знаком,— $\Delta\mu$. В общем случае

$$\Delta W = -\Delta\mu - e\Delta(\varphi_e - \varphi_i). \qquad (6)$$

В состоянии термодинамического равновесия вдоль всей поверхности металла должна быть постоянной сумма работы выхода W и взятой с обратным знаком потенциальной энергии электрона:

$$W + e\varphi_e(\mathbf{r}) + m\mathbf{g}\mathbf{r} = \text{const}. \qquad (7)$$

*) Нужно иметь в виду, что в объеме металла нейтральность не нарушается. Заряд может появиться лишь в тонком приповерхностном слое, толщина которого в металле порядка межатомного расстояния.

Это условие вытекает из равенств (1) и (6). Из него следует, что поле вне металла (за пределами двойного слоя) равно

$$\mathbf{E}_e = -\operatorname{grad} \varphi_e = \frac{mg}{e} + \frac{1}{e} \operatorname{grad} W. \tag{8}$$

Изменение работы выхода металла с высотой и соответствующее поле grad W/e (оно было впервые рассмотрено в [2]) возникают из-за деформации металла под действием силы тяжести. Это поле аналогично тому, которое возникает вблизи контакта двух тел с разной работой выхода. Формально разница состоит лишь в том, что неоднородность работы выхода, вызванная силой тяжести, является гораздо более плавной.

Поле grad W/e вне металла невозможно оценить с той же степенью определенности, что и поле внутри металла, потому что неизвестно, как изменяется при деформации поверхностный дипольный момент (или скачок потенциала на поверхности $\varphi_e(\mathbf{r}) - \varphi_i(\mathbf{r})$). Разумеется, поле вне металла может достигать той же примерно величины, что и поле внутри него ($\sim Mg/e$), но может быть и гораздо меньше. Известно, что контактные поля вблизи границ раздела между разными телами, вблизи ребер кристаллов, у которых грани имеют разную работу выхода, обычно компенсируются полями адсорбированных ионов, перераспределением электронов в поверхностных состояниях и т. п. Точно таким же образом может быть скомпенсировано и поле, вызванное деформацией.

Нужно отметить, что Шифф и Барнхилл [1] вычисляли поле в заэкранированном пространстве иным методом. Они исходили из полученного ими общего соотношения между вызванной силой тяжести разностью электростатических потенциалов в двух точках $\Delta_g [\varphi(\mathbf{r}_1) - \varphi(\mathbf{r}_2)]$ и изменением момента массы $M_z = \int z\rho(\mathbf{r})\, dV$ системы ($\rho(\mathbf{r})$ — плотность массы) при перемещении пробного заряда q из одной точки в другую, $(\Delta_q M_z)_{1\to 2}$. Действительно, если $(\Delta F)_{1\to 2}$ — изменение свободной энергии системы при перемещении пробного заряда из $\mathbf{r}_1$ в $\mathbf{r}_2$, то

$$\Delta_g [\varphi_e(\mathbf{r}_1) - \varphi_e(\mathbf{r}_2)] \equiv g \left(\frac{\partial [\varphi_e(\mathbf{r}_1) - \varphi_e(\mathbf{r}_2)]}{\partial g} \right)_{g=0} = g \left[\frac{\partial^2 (\Delta F)_{1\to 2}}{\partial g\, \partial q} \right]_{g=q=0}.$$

С другой стороны, линейное по q изменение момента масс равно

$$(\Delta_q M_z)_{1\to 2} = q \left(\frac{\partial (\Delta M_z)_{1\to 2}}{\partial q} \right)_{q=0} = q \left(\frac{\partial^2 (\Delta F)_{1\to 2}}{\partial q\, \partial g} \right)_{g=q=0}.$$

Сравнивая оба равенства, находим, что электрическое поле, вызванное силой тяжести, равно

$$E_e = -\frac{g}{q} \frac{\partial}{\partial z} (\Delta_q M_z). \tag{9}$$

Оба выражения для поля E_e ((8) и (9)) следуют из общих условий термодинамического равновесия и потому должны также вытекать одно из другого, как это доказал Херринг в очень красивой работе [3]. Он также очень наглядно показал, как возникает линейная по q деформация решетки металла под действием пробного заряда q, находящегося вблизи его поверхности. Та часть изменения момента массы металла ΔM_z при перемещении пробного заряда, которая связана с перемещением создаваемой зарядом деформации (ею пренебрегли в [1]), дает в правую часть (9) вклад, равный как раз grad W/e. Другая часть связана с перемещением заряда изображения и дает вклад, равный mg/e, так как этот заряд создается только электронами.

Допустим, что электрон падает с высоты h и часть его пути проходит внутри металлической трубки. Разумеется, полное увеличение его кинетической энергии равно mgh независимо от величины электростатического поля, которое устанавливается внутри трубки: изменение потенциала во «внутренней» части трубки компенсируется изменениями потенциала вблизи ее концов. Однако поле влияет на время полета электрона.

Интересно сравнить теперь выводы теории с экспериментом. Очень важный и трудный опыт был выполнен Уитборном и Фэрбенком [4]. Они измерили силу, действующую на электрон, который движется в вакууме внутри вертикальной металлической трубы. Непосредственно измерялось распределение электронов, испущенных из катода и прошедших всю трубу, по временам пролета, а из него была найдена сила, ускоряющая электроны внутри трубы. Для увеличения точности опыта на трубу накладывалось малое напряжение (пропускался слабый ток), которое создавало внутри нее дополнительное поле E_a. Измерялась полная сила, ускоряющая электроны, как функция вспомогательного поля E_a, которое, в частности, устремлялось к нулю. Оказалось, что полная сила, действующая на электрон внутри трубы, не больше 0,09 mg (разумеется, в отсутствие вспомогательного поля). Это значит, что в пределах точности опыта сила тяжести электрона компенсируется полем, имеющимся внутри трубы. Таким образом, на вопрос, поставленный в заглавии настоящего обзора, эксперимент Уитборна и Фэрбенка отвечает: нет, не падает, а движется по инерции.

Результат опыта хорошо согласуется с первоначальным выводом Шиффа и Барнхилла [1]. Электрическое же поле, которое вызвано деформацией металлического экрана и которое внутри металла примерно на пять порядков больше mg/e, вне металла почему-то меньше 0,09 mg/e.

Противоречие между опытом [4] и теорией Дэсслера и др. [2] побудило ряд экспериментаторов поставить прямые опыты по измерению влияния деформации на работу выхода металлов. В приборе, созданном Бимсом [5], металлический крестообразный ротор вращался с частотой 650 *об/сек*, так что ускорение на периферии ротора достигало 10^5 g. С помощью емкостных зондов, расположенных над ротором на разных расстояниях от оси, была измерена разность потенциалов различных точек поверхности ротора при его вращении. Имелось в виду, что радиальная деформация растяжения, вызванная вращением, растет по мере удаления от оси, и поэтому должна возникнуть разность контактных потенциалов между осью ротора и его периферией. Хотя Бимс не приводит количественных результатов, он указывает, что наблюдаемая величина эффекта согласуется с теорией Дэсслера и др. [2]

Крэйг [6], а также Френч и Бимс [7] измерили (методом вибрирующего электрода) изменение работы выхода ряда металлов и металлических сплавов при их однородном растяжении и сжатии. Во всех случаях в области упругих деформаций работа выхода уменьшается при сжатии и растет при растяжении на величину порядка 10^{-6}—10^{-5} *эв* на $кГ/см^2$. Это означает, что в условиях опытов [5-7] изменение работы выхода — того же порядка, что и изменение энергии Ферми в объеме металла. Интересно, что в области упругих деформаций знак эффекта всякий раз оказывался такой, какой следовало ожидать, исходя из простейшей модели металла как однородного вырожденного газа.

Таким образом, к настоящему времени результат опыта Уитборна и Фэрбенка, т. е. тот факт, что в нем не наблюдалось поле, созданное вертикальным градиентом работы выхода, остается необъясненным. Высказан ряд гипотез [6, 8, 9, 14], но ни одна пока не обоснована. Кроме того, в литературе обращается внимание на различия в постановках опытов Уитборна и Фэрбенка — с одной стороны, и последующих опытов [5-7]. Так, Гаррисон [10] считает существенным, что в первом опыте деформация была неоднородной (в отличие от опытов [6, 7]) и очень малой (в отличие от деформации в установке Бимса [5]). Следует обратить также внимание на то, что в условиях опыта [4], т. е. после охлаждения всей установки до температуры жидкого гелия, на оси металлической трубки, в которой двигался пучок электронов, практически полностью исчезали поля, источником которых обычно являются стыки граней кристаллитов металла с разной работой выхода (металл трубки — поликристалл). А ведь эти поля, не будь они скомпенсированы (как полагают авторы [4] — адсорбцией остаточных газов), были бы даже больше поля, которое могла бы создать сила тяжести. По-видимому, исследования, направленные на объяснение опыта Уитборна и Фэрбенка, окажутся полезными для физики поверхности металлов.

Имеется очевидная аналогия между рассматриваемой нами задачей об электрическом поле, которое возникает в проводнике под действием гравитационного поля с ускорением g, и задачей о поле в ускоренно движущемся проводнике. Как известно, ускорение возбуждает в проводнике ток, и этот эффект или обратный ему — ускорение проводника при изменении текущего по нему тока — наблюдается в так называемых электронно-инерционных экспериментах. При их анализе вводят в рассмотрение стороннее поле, которое создавало бы тот же ток, что и ускорение. Известно, что независимо от рода проводника стороннее поле (поле Толмена — Стюарта) равно $\mathrm{E}_{\mathrm{TS}} = (m/e)\,\mathbf{a}$, где $\mathbf{a}$ — ускорение, m и $-e$ — масса и заряд свободного электрона (см., например, [11,12]). Но это выражение было получено без всякого учета деформации проводника, неизбежно возникающей при его ускорении. Роль деформации исследована В. Л. Гинзбургом и автором [13]. Оказалось, что хотя деформация при ускорении и создает поле $\mathrm{E}_d^{(1)} = e^{-1}\nabla\bar{\lambda}_{kl}u_{kl}$, которое в общем случае превосходит E_{TS} примерно в M/m раз, это поле в силу своего потенциального характера не дает вклада в э. д. с., возникающую в цепи с ускоряемым металлическим проводником, и не влияет поэтому на ток в цепи, который как раз и измеряется в электронно-инерционных экспериментах. Возбуждать ток может лишь другая часть «деформационного» поля, которая, в отличие от $\mathrm{E}_d^{(1)}$, определяется скоростью изменения деформации не только в пространстве, но и во времени. Интересно, что в тех опытах, в которых эффект связан с неравномерным вращением кругового кольца или катушки (а только такие опыты были поставлены до сих пор), вклад деформации либо равен нулю (в первоначальном опыте Толмена — Стюарта, в котором изменялся полный заряд, протекший по цепи за все время торможения металлического кольца), либо мал по сравнению с обычным эффектом. Мыслима, однако, и такая постановка электронно-инерционного эксперимента, когда вклад деформации в наблюдаемый ток окажется немалым (подробнее см. в [13]).

Ш. М. Коган

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. L. I. Schiff, M. V. Barnhill, Phys. Rev. **151**, 1067 (1966).
2. A. J. Dessler, F. C. Michel, H. E. Rorschach, G. T. Trammel, Phys. Rev. **168**, 737 (1968).
3. C. Herring, Phys. Rev. **171**, 1361 (1968).
4. F. C. Witteborn, W. M. Fairbank, Phys. Rev. Lett. **19**, 1049 (1967).
5. J. W. Beams, Phys. Rev. Lett. **21**, 1093 (1968).
6. P. Craig, Phys. Rev. Lett. **22**, 700 (1969).
7. S. H. French, J. W. Beams, Phys. Rev. **B1**, 3300 (1970).
8. M. Peshkin, Phys. Lett. **29A**, 181 (1969).
9. L. J. Schiff, Phys. Rev. **B1**, 4649 (1970).
10. W. A. Harrison, Phys. Rev. **180**, 1606 (1969).
11. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, Электродинамика сплошных сред, М., Гостехиздат, 1957, § 50.
12. В. Л. Гинзбург, в сборнике «Памяти А. А. Андронова», М., Изд-во АН СССР, 1955, стр. 622.
13. В. Л. Гинзбург, Ш. М. Коган, ЖЭТФ **61**, 1177 (1971).
14. G. T. Trammel, H. E. Rorschach, Phys. Rev. **B2**, 4761 (1970).