

## О НАБЛЮДЕНИИ НЕОМИЧЕСКОЙ ЭДС, НЕЛИНЕЙНО ЗАВИСЯЩЕЙ ОТ ТОКА

В. С. Егоров

Обнаружено существование не отмечавшейся ранее ЭДС, нелинейно зависящей от тока, в образце. Эффект универсальный для металлов и особенно сильный в случае магнитопробойных открытых траекторий. Обсуждается природа эффекта.

1. На монокристаллическом образце бериллия при температуре 4,2 К в магнитном поле  $H$ , направленном вдоль гексагональной оси кристалла  $C$  и перпендикулярно току в образце, наряду с обычными магнитопробойными осцилляциями сопротивления [1], обнаружено возникновение не отмечавшейся ранее гигантской ЭДС, осциллирующей в магнитном поле с той же периодичностью, что и сопротивление, но с фазовым сдвигом по полю на четверть периода. ЭДС резко нелинейно зависит от силы тока, при малых токах ее вклад незначителен, но при увеличении тока ее амплитуда может намного превзойти сигнал от сопротивления. При этом сигналы перепутываются, однако коммутацией и изменением силы тока и из-за сдвига по фазе удалось их разделить и установить, что эффект четный и по магнитному полю, и по току, откуда следует, что он не имеет отношения к ЭДС Холла и другим поперечным гальваномагнитным эффектам. Сразу же следует отметить, что это не термоэдс: величина ЭДС — десятки микровольт при токе через образец всего около  $100 \text{ ма}^1$ , и она осциллирует при повороте магнитного поля.

2. Наиболее удобно наблюдать эту ЭДС следующим образом. Вдоль образца один за другим четыре контакта: 1, 2, 3 и 4. Через 1 и 2 пропускается ток  $J_{1,2}$ , а между 3 и 4 измеряется разность потенциалов  $U_{3,4}$ . Ток между контактами 3 и 4 не затекает, в этом легко убедиться ( $U_{3,4}^- < 10^{-8} \text{ в}$  при  $J_{1,2} = \pm 100 \text{ ма}$ ,  $H = 0$  и  $T = 300 \text{ К}$ ), и таким образом, омическая часть напряжения исключается вовсе. На рис. 1 приведена запись  $U_{3,4}(H)$  при  $J_{1,2} = 100 \text{ ма}$ . Следует обратить внимание на амплитуду — размах колебаний больше, чем дали бы осцилляции сопротивления, если бы этот же ток протекал между потенциальными контактами. Небольшой участок записи при разных токах  $J_{1,2}$  показан справа — нелинейность по току очевидна. Нуль  $U_{3,4}$  при  $dU/dH > 0$  (метка  $H_0$ ) соответствует минимуму сопротивления. Зависимости  $U_{3,4}(J_{1,2})$  в точках  $H = H_1$  и  $H = H_2$  приведены на рис. 2, участок при малых  $J$  показан в увеличенном масштабе. Любопытно, что при больших  $J$  осцилляции схлопываются, а ЭДС остается и отрицательна. ЭДС резко анизотропно зависит от угла  $\theta$  между магнитным полем и осью  $C$  — осциллирует в соответствии с изменением фазы

<sup>1</sup>) Размеры образца:  $3 \times 0,25 \times 0,28 \text{ мм}^3$ ,  $R_{300 \text{ К}}/R_{4,2 \text{ К}} = 105$ .

$\cos 2\pi F/H$  ( $F$  – магнитная частота центрального сечения сигары) и с увеличением  $\theta$  падает по амплитуде до нуля (вернее, почти до нуля, см. далее п. 5).

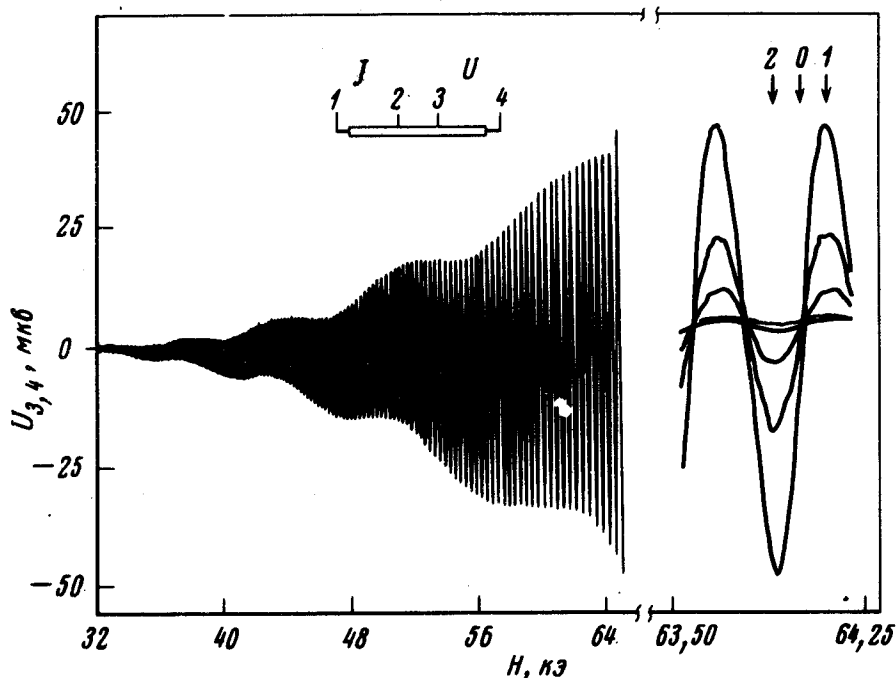


Рис. 1. Зависимость  $U_{3,4}$  от магнитного поля, левая запись при  $J_{1,2} = 100$  ма (низкочастотные осцилляции огибающих обусловлены доменной структурой [ 2]), справа наложение записей  $U_{3,4}$  при токах  $J_{1,2} = 60, 70, 80, 90$  и  $100$  ма. Стрелки 0, 1 и 2 соответствуют полям  $H_0, H_1$  и  $H_2$ . Вверху схематично изображен монтаж образца, расстояния между контактами  $\sim 1$  мм

3. В металле, вообще говоря, трудно электрическим полем сообщить электронам сколько-нибудь заметную энергию – требуются значительные плотности тока. В магнитном поле, если есть открытые траектории, ситуация меняется. Если слой открытых траекторий узок, и для замкнутых орбит  $\omega\tau \gg 1$ , то при определенных направлениях магнитного поля весь, или почти весь ток переносят электроны на открытых траекториях – это должно приводить к значительному увеличению их дрейфовой скорости по сравнению с остальными. Если же открытые траектории возникают в результате магнитного пробоя, то электронов эффективно еще меньше, чем слой, так как как правило, вероятность пробоя невелика (в этих опытах  $\sim 0,1$ ). Кроме того, когерентность на малой орбите, через которую происходит пробой (в данном случае это центральное сечение сигары), формирует достаточно узкие уровни Ландау, что равносильно осцилляциям "прозрачности" сигарной орбиты для магнитопробойного туннельного тока. Если уровень Ферми совпадает с уровнем Ландау ( $H = H_0$  на рис. 1), то имеет место максимум прозрачности и, соответственно, минимум сопротивления и ноль ЭДС. Если магнитное поле чуть больше ( $H = H_1$ ), то выше уровня Ферми прозрачность больше, ускоряющиеся электроны

поднимаются выше по энергии и туннелируют все с большей легкостью, а движущиеся навстречу тормозящиеся опускаются ниже уровня Ферми в условия с худшей прозрачностью и испытывают все большие трудности при туннелировании. В результате такого рода сепарации электроны в зоне протекания тока в среднем эффективно занимают более высокие по энергии состояния. Эта неравновесная добавка распределяется по образцу с соответствующим сдвигом химпотенциала и на ближайшем потенциальном контакте 3 оказывается плюс. Если магнитное поле чуть меньше  $H_0$  ( $H = H_2$ ), то зона прозрачности расположена ниже уровня Ферми, и знак эффекта противоположный. Можно сказать, что ЭДС ведет себя как производная плотности состояний на центральной орбите по энергии (на уровне Ферми), наблюдение происходит как бы модуляционным способом, и сила тока – амплитуда модуляции.

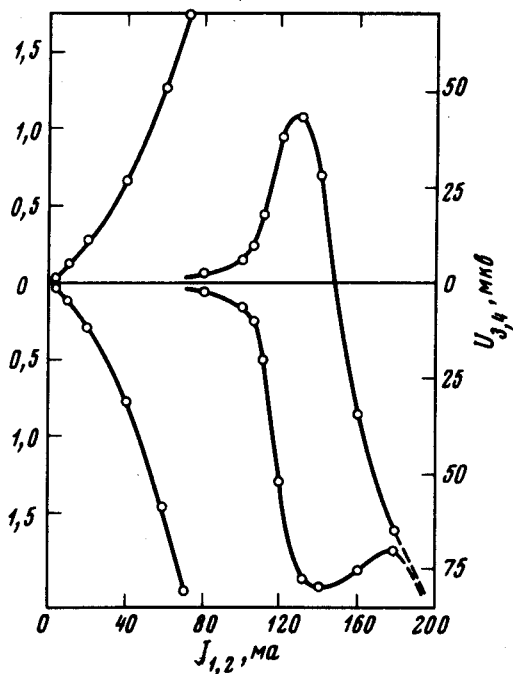


Рис. 2. Зависимость  $U_{3,4}$  в максимумах  $H_1$  (верхняя кривая) и в минимумах  $H_2$  (соответственно рис. 1) от тока  $J_{1,2}$ . В увеличенном масштабе показан участок малых токов, для него масштаб слева

4. Площадь токового контакта меньше сечения образца, и плотность тока вблизи него максимальна. Поэтому описанное явление вблизи контакта должно начинаться раньше, т. е. при меньших токах. Это с одной стороны позволяет обнаружить эффект при сравнительно небольших токах, однако с другой стороны усложняет ситуацию с точки зрения геометрии.

5. Если повернуть образец так, что  $H \perp C$  (нет магнитного пробоя, все орбиты замкнутые, ситуация универсальная, как для любого металла) и, пропуская по-прежнему ток  $J_{1,2}$ , измерять  $U_{3,4}$ , то оказывается, что тем не менее возникает определенная зависимость  $U_{3,4}(H)$  с наложением типичных Ландауских осцилляций, и периоды осцилляций в обратном поле соответствуют замкнутым сечениям короны и сигары. Эффект этот слабый, на рис. 3 чувствительность в 1000 раз больше, чем на рис. 1, так что наблюдать его, пропуская обычным образом  $J_{1,4}$  и измеряя  $U_{2,3}$  бы-

ло бы попросту невозможно. Несмотря на различие в ситуации этот эффект проявляет принципиальное сходство с описанным выше: он четный, и имеет место аналогичная нелинейная зависимость от тока, так при  $J_{1,2} = 50 \text{ ма}$  сигнал на уровне шума  $\sim 2 \cdot 10^{-9} \text{ в}$ .

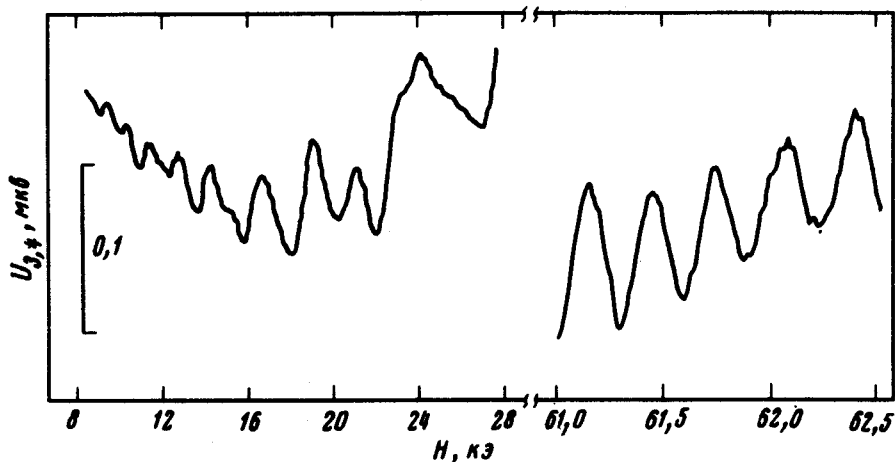


Рис. 3. Зависимость  $U_{3,4}$  при  $\theta = 90^\circ$  и  $J_{1,2} = 100 \text{ ма}$  от магнитного поля. Выделенные участки для удобства сдвинуты по вертикали

6. Если рассеяние изотропно, то, вообще говоря, трудно понять с точки зрения изложенного в п. 3 возникновение ЭДС на замкнутых орбитах: необходима какая-нибудь анизотропия. Возможно, что причина явления в туннелировании между замкнутыми орбитами при помощи процессов переброса; с другой стороны не менее вероятной причиной представляется также существование приповерхностных траекторий отражающихся электронов (статический скин-эффект Азбеля).

Автор благодарен Б.Н.Самойлову и Н.А.Черноплекову за большой интерес к результатам этой работы.

Институт атомной энергии  
им. И.В.Курчатова

Поступила в редакцию  
5 июня 1975 г.

### Литература

- [1] Н.Е.Алексеевский, В.С.Егоров. ЖЭТФ, 55, 1153, 1968.
- [2] W.A.Reed, J.C. Condon. Phys. Rev., Ser. B1, 3504, 1970.