

Спонтанное нарушение симметрии, наблюдающееся в явлении устойчивого тока

А.В. Никулов

Институт проблем технологии микроэлектроники и особо чистых материалов РАН, 142432
г.Черноголовка, Московская обл., Россия

Наблюдение квантовых осцилляций постоянного напряжения в функции магнитного поля свидетельствует о том что устойчивый ток (persistent current) ведет себя подобно обычному круговому току. Вместе с тем его существование свидетельствует о спонтанном нарушении симметрии.

Постоянная разность потенциалов $V(\Phi/\Phi_0)$, знак и величина которой являются периодическими функциями магнитного поля, с периодом, соответствующем кванту потока Φ_0 , Рис.1, наблюдаемая на сегментах несимметричных сверхпроводящих колец [1,2], Рис.2, и квантового интерферометра [3], означает наличие постоянной составляющей электрического поля $E = -\nabla V$, направленного вправо или влево, в зависимости от величины магнитного потока, Рис.2.

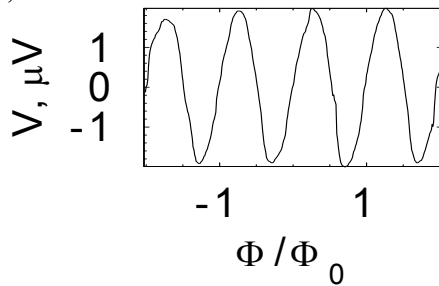
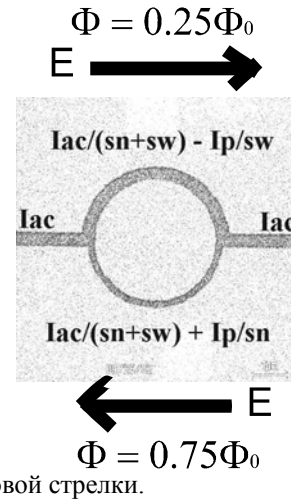


Рис. 1. Квантовые осцилляции постоянного напряжения в функции магнитного поля $V(\Phi/\Phi_0)$. $V \neq 0$ при $\Phi \neq n\Phi_0$ и $\Phi \neq (n + 0.5)\Phi_0$. $E = -\nabla V$ изменяет направление при $\Phi = n\Phi_0$ и $\Phi = (n + 0.5)\Phi_0$: например если при $\Phi = 0.25\Phi_0$, E направлено вправо, то при $\Phi = 0.75\Phi_0$ – влево, см. Рис.2.

Наблюдаемая зависимость $V(\Phi/\Phi_0)$, Рис.1, повторяющаяся зависимость $I_p(\Phi/\Phi_0)$ для устойчивого тока, может быть объяснена исходя из аналогии с разностью потенциалов $V = (\langle \rho/s \rangle_{ls} - \langle \rho/s \rangle_l) l_s I$, наблюдаемой на сегменте кольца, l_s , со средним сопротивлением $R_{ls} / l_s = \langle \rho/s \rangle_{ls} = \int_{ls} dl \rho / sl_s$ отличным от среднего сопротивления вдоль всей окружности $R_l / l = \langle \rho/s \rangle_l = \oint_l dl \rho / sl$, когда ток в кольце $I = \oint_l dl E / R_l$ индуцирован электродвижущей силой Фарадея $\oint_l dl E = -d\Phi / dt$. В обоих случаях разность потенциалов наблюдается только в асимметричных кольцах и при наличии

кругового тока. То есть, в обоих случаях, нарушение симметрии между правым и левым направлениями является следствием нарушения двух симметрий: симметрии кольца и симметрии между направлениями кругового движения, по часовой и



против часовой стрелки.

Рис. 2. Направление постоянной составляющей электрического поля $E = -\nabla V(\Phi/\Phi_0)$ совпадает с направлением устойчивого тока в узком сегменте кольца и противоположно ему в широком сегменте.

Следует обратить внимание на принципиальную разницу между устойчивым током и обычным круговым током, индуцированным электродвижущей силой Фарадея. Если во втором случае направление тока задается направлением вектора электрического поля, то в первом случае направление тока изменяется с изменением скалярной величины Φ/Φ_0 . То есть, в случае устойчивого тока нарушение симметрии является спонтанным, оно не вызвано каким либо внешним векторным фактором.

Изменение направление вектора постоянной составляющей электрического поля $E = -\nabla V(\Phi/\Phi_0)$, при $\Phi = n\Phi_0$ и $\Phi = (n + 0.5)\Phi_0$, Рис.1, очевидно связано с изменением направления устойчивого тока $I_p(\Phi/\Phi_0)$. Нарушение симметрии между правым и левым направлениями имеет простое и очевидное объяснение для сверхпроводящей области ниже T_c , там где термические флуктуации не подавляют сверхпроводящий ток [2]. В замкнутом сверхпроводящем состоянии внешний ток распределяется между сегментами кольца со слабым экранированием $LI_p < \Phi_0$ (L - индуктивность кольца) в соответствие

с условием квантования скорости сверхпроводящих пар

$$\oint dlv = \frac{2\pi\hbar}{m} \left(n - \frac{\Phi}{\Phi_0} \right) \quad (1)$$

Плотности сверхпроводящего тока $j_n = 2en_{sn}v_n$, $j_w = 2en_{sw}v_w$, определяемые, согласно (1), условием $I_n v_n - I_w v_w = I_n j_n / 2en_{sn} - I_w j_w / 2en_{sw} = (2\pi\hbar/m) \langle n \rangle - \Phi / \Phi_0$, в половинках кольца с одинаковой длиной $l_n = l_w$ и плотностью сверхпроводящих пар $n_{sn} = n_{sw}$ должны быть равны при $\Phi = n\Phi_0$ и $\Phi = (n + 0.5)\Phi_0$ и иметь разные значения при $\Phi \neq n\Phi_0$ и $\Phi \neq (n + 0.5)\Phi_0$. Это равнозначно тому, что, при внешнем токе I_{as} , плотность тока $j_n = I_{as}/(s_n + s_w) + I_p/s_n$ в той половинки кольца, где I_{as} и круговой ток I_p имеют общее направление и $j_w = I_{as}/(s_n + s_w) - I_p/s_w$ где направления I_{as} и I_p противоположны, Рис.2. s_n, s_w – площади сечения половинок кольца. При $I_p = 0$ обе половинки одновременно переходить в резистивное состояние при $j_n = j_w = I_{as}/(s_n + s_w) = j_c$, в то время как при $\Phi \neq n\Phi_0$ и $\Phi \neq (n + 0.5)\Phi_0$ в одной из половинок критическое значение $j_n = I_{as}/(s_n + s_w) + I_p/s_n = j_c$ достигается при меньшем значении $|I_{as}|$ и наблюдается уменьшение критическое значение внешнего тока $|I_{ac|c+} = (s_n + s_w)(j_c - I_p/s_n)$. Так как устойчивый ток затухает в резистивном состоянии, оно не может быть устойчивым при $|I_{as}| < (s_n + s_w)j_c$. Поэтому при $(s_n + s_w)(j_c - I_p/s_n) < |I_{as}| < (s_n + s_w)j_c$ кольцо должно переключаться между сверхпроводящими состояниями с различной связностью, с частотой определяемой временем релаксации к равновесному сверхпроводящему состоянию [2].

В этом динамическом резистивном состоянии постоянная составляющая разности потенциалов наблюдается как на половинки кольца, переключающейся между сверхпроводящем и резистивным состояниями, так и половинки, с $j_w = I_{as}/(s_n + s_w) - I_p/s_w < j_c$, остающейся постоянно в сверхпроводящем состоянии [2]. Последнее возможно вследствие того, что ускорение сверхпроводящих пар в электрическом поле $E = -\nabla V$ компенсируется изменение скорости при замыкании сверхпроводящего состояния, вследствие квантования (1). Наблюдаемая разность потенциалов связана с частотой переключения кольца соотношением подобным, при достаточно малых частотах, соотношению Джозефсона [1-3].

Вольт-амперные характеристики асимметричных колец асимметричны при $\Phi \neq n\Phi_0$ и $\Phi \neq (n + 0.5)\Phi_0$ [2] так как $|I_{ac|c+} = (s_n + s_w)(j_c - I_p/s_n) < |I_{ac|c-} = (s_n + s_w)(j_c - I_p/s_w)$ при $s_n < s_w$ и $I_p > 0$. Знак и величина асимметрии являются периодическими функциями магнитного поля вследствие периодической зависимости $I_p(\Phi/\Phi_0)$. Это объясняет наблюдаемые в [2] квантовые осцилляции $V(\Phi/\Phi_0) \propto I_p(\Phi/\Phi_0)$ и зависимость их амплитуды от амплитуды ΔI внешнего переменного тока $I_{ac} = \Delta I \sin(2\pi ft)$. Постоянная разность потенциалов $V(\Phi/\Phi_0)$ появляется, когда ΔI

превышает критическое значение $|I_{ac|c}$, быстро достигает максимума с ростом ΔI и уменьшается с ее дальнейшим увеличением [2]. Так как величина критического тока j_c , а следовательно и $|I_{ac|c}$, стремится к нулю с приближением к критической температуре, T_c , то вблизи T_c шумы сколь угодно малой интенсивности, вплоть до равновесных, могут индуцировать квантовые осцилляции $V(\Phi/\Phi_0)$ [4,5].

Важно подчеркнуть, что здесь нет принципиальной разности между равновесными и неравновесными шумами, так как нарушение симметрии имеет место не вследствие разности температур, а вследствие дискретности спектра (1). Устойчивый ток наблюдается вследствие того, что состояние с нулевой скоростью запрещено при $\Phi \neq n\Phi_0$ и скорость сверхпроводящего конденсата принимает разрешенное значение (1), соответствующее минимуму энергии, так как разность энергий между разрешенными состояниями сверхпроводящих колец много больше температуры [5]. Устойчивый ток равен нулю при $\Phi \neq (n + 0.5)\Phi_0$ вследствие того, что, хотя состояние с нулевой скоростью запрещено, разрешенные состояния $n - \Phi/\Phi_0 = 0.5$ и $n - \Phi/\Phi_0 = -0.5$, с противоположными направлениями скоростей, имеют одинаковую энергию. Вблизи T_c термические флуктуации «переключают» кольцо между этими состояниями. Нулевое значение I_p при $\Phi \neq (n + 0.5)\Phi_0$ предсказывается и при низких температурах, вследствие квантовых флуктуаций [6]. Но здесь не совсем ясно как это возможно, если направление скорости не может изменяться во времени. Данная фундаментальная проблема ставиться и обсуждается авторами [7].

Работа выполнена при финансовой поддержки РФФИ (проект 04-02-17068) и программы Президиума РАН «Низкоразмерные квантовые структуры».

1. S.V.Dubonos, V.I.Kuznetsov, A.V.Nikulov, in Proceedings of 10th International Symposium "NANOSTRUCTURES: Physics and Technology" St Petersburg: Ioffe Institute, p. 350 (2002).

2. С.В. Дубонос, В.И. Кузнецов, И.Н.Жилиев, А.В. Никулов, А.А. Фирсов, Письма в ЖЭТФ 77, 439 (2003); (JETP Lett. 77, 371 (2003)).

3. A.Th.A.M. De Waele, W.H.Kraan, R. De Bruynouboter, K.W. Taconis, Physica 37, 114 (1967).

4. A.V. Nikulov, I.N. Zhilyaev, J.Low Temp.Phys. 112, 227 (1998).

5. A.V. Nikulov, Phys. Rev. B 64, 012505 (2001).

6. K. A. Matveev, A. I. Larkin, and L. I. Glazman, Phys. Rev. Lett. 89, 096802 (2002).

7. A. J. Leggett, Public lecture at the conference "Frontiers of Quantum and Mesoscopic Thermodynamics", Prague, 2004; J.Phys. Con. Mat. 14, R415 (2002); J. of Supercon. 12, 683 (1999); A. J. Leggett and Anupam Garg, Phys. Rev. Lett. 54, 857 (1985); 54, 2724 (1985); 59, 1621 (1987); 63, 2159 (1989); Asher Peres, Phys. Rev. Lett. 61, 2019 (1988); L. E. Ballentine, Phys.Rev.Lett. 59, 1493 (1987).