

*Письма в ЖЭТФ, том 20, вып. 3, стр. 163 – 167*

*5 августа 1974 г.*

## О НЕКОТОРЫХ ОСОБЕННОСТЯХ ТЕРМОЦИРКУЛЯЦИОННОГО ЭФФЕКТА В СВЕРХПРОВОДНИКАХ И СВЕРХТЕКУЧЕЙ ЖИДКОСТИ

*Г.Ф.Жарков, А.А.Собянин*

Обращено внимание на возможность гистерезисных и других явлений в неравномерно нагретых сверхпроводящих контурах и кольцевых сосудах со сверхтекучей жидкостью. Эти явления могут быть использованы для измерения величины кванта циркуляции.

Как известно, в неоднородном сверхпроводнике при наличии градиента температуры должны возникать магнитное поле и электрический ток, обтекающий неоднородность [1, 2]<sup>1)</sup>. В частном случае неоднородной замкнутой цепи, состоящей из двух различных сверхпроводников, под действием градиента температуры должен возникать циркулирующий ток [3, 4]<sup>2)</sup>. Существование такого эффекта было обнаружено на эксперименте Заварицким [5]. Этот эффект оказался очень мал, однако, он может быть усилен.

Рассмотрим плоскую замкнутую сверхпроводящую цепь (термобатарею), состоящую из нескольких массивных звеньев, концы которых поддерживаются при разных температурах (рис. 1).

Возьмем контур  $\mathcal{Z}$ , проходящий целиком в толще сверхпроводящей цепи. Очевидно, что на этом контуре ток равен нулю

$$\mathbf{j} = \mathbf{j}_s + \mathbf{j}_n = 0, \quad (1)$$

<sup>1)</sup> Такого же типа эффект возникает в неравномерно нагретых анизотропных сверхпроводниках [1]. В данной работе рассматриваются изотропные сверхпроводники.

<sup>2)</sup> Эффекты, обсуждавшиеся в [1] и [3, 4] физически эквивалентны и связаны именно с неоднородностью сверхпроводника. Это обстоятельство отмечалось в [2].

где  $j_s$  – обычный сверхпроводящий ток, а  $j_n = b \nabla T$  – термоток. Интегрируя (1) вдоль указанного контура, получим, аналогично [2], величину магнитного потока, пронизывающего контур:

$$\Phi = \Phi_T + \Phi^{(o)} \quad (2)$$

$$\Phi_T = m \frac{4\pi}{c} \int_{T_1}^{T_2} [(b\delta^2)_I - (b\delta^2)_{II}] dT, \quad \Phi^{(o)} = n \Phi_o, \quad \Phi_o = \frac{hc}{2e} \quad . \quad (3)$$

Здесь  $m$  – число звеньев термобатареи, составленной из сверхпроводников I и II,  $\delta$  – лондоновская глубина проникновения,  $n$  – число квантов потока, захваченных контуром  $\mathcal{L}$  при  $T_1 = T_2$ .

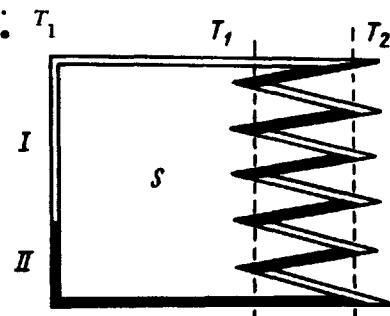


Рис. 1

Из (3) видно, что для цепи, состоящей из достаточно большого числа звеньев, величина  $\Phi_T$  может стать как угодно большой<sup>1)</sup>. Поэтому в такой термобатарее при постепенном увеличении разности температур  $\Delta T = T_2 - T_1$  величина потока должна плавно увеличиваться<sup>2)</sup> от  $\Phi = 0$  (если первоначально в цепи не было захвачено потока, т. е.  $n = 0$ ), до  $\Phi \lesssim \Phi_c$ , где  $\Phi_c = H_c^* S$ ,  $S$  – площадь контура рис. 1,  $H_c^* = \min\{H_{cI}, H_{cII}\}$  – критическое поле цепи из сверхпроводников первого рода. Очевидно, что полный поток не может превзойти значения  $\Phi \approx \Phi_c$ , при котором произошло бы разрушение слабого участка цепи. Поэтому при  $\Phi_T \gtrsim \Phi_c$  в цепи спонтанно появится поток  $\Phi^{(o)}$  другого знака по сравнению с  $\Phi_T$  и произойдет компенсация членов  $\Phi_T$  и  $\Phi^{(o)}$  в (2).

<sup>1)</sup> Возможность усиления термоэлектрического эффекта в такого рода цепи отмечалась в [2]. Если площадь  $S$  рис. 1 заполнить сверхпроводящим сердечником, то магнитное поле, а стало быть и ток в контуре  $\mathcal{L}$ , дополнитель но усилятся.

<sup>2)</sup> Любопытно, что поток  $\Phi$  принимает при этом произвольные значения, т. е. не квантуется. Это связано с наличием члена  $j_n$  в выражении для полного тока (1). Для случая чисто сверхпроводящего тока  $j = j_s$ , разумеется, справедлива обычная теорема о квантовании потока.

Поскольку величина  $\Phi^{(o)}$  квантована, на кривой  $\Phi(\Delta T)$  при  $\Phi \approx \Phi_c$  должны наблюдаться скачки (рис. 2) и кривая должна иметь пилообразный вид, с амплитудой зубца, пропорциональной числу образовавшихся квантов потока. Появление этих квантов можно было бы наблюдать также и по гистерезисному поведению  $\Phi(\Delta T)$  в этой области: при  $\Delta T \rightarrow 0$  в цепи должен оставаться замороженный поток  $\Phi = \Phi^{(o)}$ , хотя первоначально его не было (см. кривые 1–1' на рис. 2). Если в цепи рис. 1 включены участки из сверхпроводников второго рода, то переход к пилообразному режиму произойдет при  $\Phi \lesssim \Phi_{c1}$ .  $\Phi_{c1} = H_{c1}S$ , где  $H_{c1}$  – нижнее критическое поле, при котором в сверхпроводнике второго рода начинают образовываться вихри (кривая 2 на рис. 2).

Заметим, что с точки зрения термодинамики сверхпроводящее кольцо с замороженным магнитным потоком метастабильно, поскольку более выгодным является состояние без потока. Поэтому возможно, что фактически переход к пилообразному режиму поведения  $\Phi(\Delta T)$  произойдет не при достижении термодинамического значения  $\Phi_c$ , или  $\Phi_{c1}$ , а раньше. В равновесных условиях (при отсутствии перегрева и переохлаждения [6]) пилообразный режим наблюдался бы уже при потоке

$$\Phi = \frac{1}{2}\Phi_o \quad (\text{кривая 3 на рис. 2})^1.$$

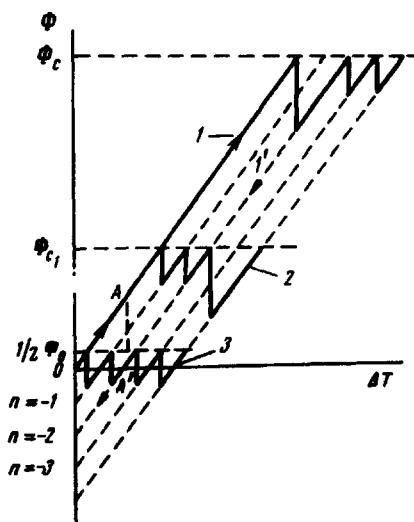


Рис. 2

Если в цепь включить участок со слабой связью (джозефсоновский контакт), то также должен наблюдаться режим типа кривой 3 на рис. 2. Однако для джозефсоновского контакта зависимость  $\Phi(\Delta T)$  должна иметь плавный синусоидальный, а не пилообразный вид.

Наконец, отметим следующий гистерезисный эффект. Метастабильное состояние сверхпроводящего контура, изображенное точкой A на рис. 2, обратимо: при  $\Delta T \rightarrow 0$   $\Phi \rightarrow 0$ . Однако, если ж в точке A разомк-

<sup>1)</sup> Кривые 1 – 3 на рис. 2 составлены из прямолинейных участков. Если учесть зависимость коэффициентов  $b\delta^2$  в (3) от температуры, наклонные участки оказываются криволинейными [3, 5].

нуть и повторно замкнуть цепь, контур перейдет уже в равновесное состояние  $A'$ , соответствующее минимальному  $\Phi$ . Если теперь устрешить  $\Delta T \rightarrow 0$ , то в контуре окажется замороженный поток.

Аналогичные явления должны иметь место и при термомеханическом циркуляционном эффекте в сверхтекучей жидкости. При этом на рис. 2 под  $\Phi^{(o)}$  следует понимать скорость реактивного вращения свободно подвешенного кольца  $V_R = M_n^{-1} \int \rho_s v_s^{(o)} dl = M_n^{-1} \int J_s^{(o)} dl = J_s^{(o)} L / M_n$ , где  $J_s^{(o)}$  – полное значение циркулирующего по кольцу сверхтекучего тока,  $L$  – длина и  $M_n$  – нормальная масса кольца (включая массу стенок). Характерные значения  $V_R$ , отвечающие одному кванту циркуляции

$$V_R (n=1) = \frac{2\pi\hbar}{m_{He}} L (1 + \xi)^{-1} \frac{M_s}{M_n} \approx 10^{-3} \frac{M_s}{M_n} (1 + \xi)^{-1} \text{ см/сек},$$

при малых значениях  $M_s / M_n$  и  $\xi = (l_1 / S_1 + l_{11} / S_{11})S / L$  вполне могут быть наблюдаемы ( $l_i$ ,  $S_i$  – длины и сечения капилляров.)

При желании термомеханический циркуляционный эффект в сверхтекучей жидкости может быть усилен путем последовательного включения нескольких термозвеньев, однако реально – в случае гелия II – такой необходимости, по-видимому, не возникает. Действительно, разность температур, требуемая для создания на концах одного звена (капилляра) разности фаз  $\Delta\phi_T \sim 2\pi$ , равна [2]

$$\Delta T = \frac{\rho_s}{\rho_n} \frac{8\eta_n l v_s T}{\sigma \rho r^2} = \frac{\rho_s}{\rho_n} \frac{8\eta_n}{\sigma \rho r^2} \frac{2\pi\hbar}{m_{He}} \sim 10^{-2} \text{ }^{\circ}\text{К}$$

при  $T \sim 1 \text{ }^{\circ}\text{К}$  и радиус капилляра  $r \sim 10 \text{ мк}$ . С повышением  $T$  и (или) увеличением  $r$  это значение  $\Delta T$  сильно уменьшается.

При постепенном повышении градиента температуры в кольце с НеII должны наблюдаться гистерезисные эффекты и спонтанные переходы, аналогичные изображенным на рис. 2. Частота этих переходов определяется темпом образования вихревых зародышей и приближении на каком-либо участке кольца скорости  $v_s^{(o)}$  к критической скорости вихреобразования должна сильно увеличиваться (на рис. 2 это соответствует переходу к пилообразному режиму). Если же раньше, чем  $v_s^{(o)}$  критического значения достигнет скорость  $v_s^T$  в тепловом потоке, то кольцо перейдет в режим малых хаотических биений (кривая 3 на рис. 2). Наблюдение скачков скорости  $V_R$  и остаточных циркуляционных течений, остающихся в кольце после таких скачков при снятии градиента температуры дают, в принципе, возможность измерить в НеII величину кванта циркуляции. Описанные явления интересны и сами по себе, как еще одно проявление в сверхпроводниках и НеII макроскопических квантовых эффектов.

Авторы благодарны В.Л.Гинзбургу за обсуждение затронутых вопросов.

Физический институт

им. П.Н.Лебедева  
Академии наук СССР

Поступила в редакцию  
19 июня 1974 г.

## **Литература**

- [1] В.Л.Гинзбург. ЖЭТФ, 14, 177, 1944.
  - [2] В.Л.Гинзбург, Г.Ф.Жарков, А.А.Собянин. Письма в ЖЭТФ, данный номер, стр. 223.
  - [3] Ю.М.Гальперин, В.Л.Гуревич, В.И.Козуб. ЖЭТФ, 66, 1387, 1974.
  - [4] J.C.Garland, D.J.Van Harlangton. Phys. Lett., 47A, 423, 1974.
  - [5] Н.В.Заварицкий. Письма в ЖЭТФ, 19, 205, 1974.
  - [6] В.Л.Гинзбург. УФН, 48, 25, 1952.
-