

**Московский ордена Трудового Красного Знамени  
Физико-Технический институт  
Факультет Физической и Квантовой Электроники  
Кафедра физики и технологии нанoeлектроники**

**«Эффекты выпрямления в системах сверхпроводящих колец»**

**Выпускная квалификационная  
работа на степень бакалавра  
студента 354 группы  
Коростылева Евгения**

**Научный руководитель  
профессор, д.ф.-м.н. Тулин В. А.,  
Гуртовой В.Л.**

**Работа выполнена в ИПТМ РАН,  
Черноголовка, 2007 г.**

## Оглавление

Введение .....	3
Цель работы. ....	4
Сверхпроводимость .....	5
1. Открытие сверхпроводимости. ....	5
2. Эффект Мейсснера. Выталкивания магнитного потока из сверхпроводника.....	6
3. Уравнение Лондонов. ....	7
4. Квантовое обобщение уравнения Лондонов.....	8
5. Квантование потока. Квантование скорости.....	9
6. Эффект Литтла-Паркса. ....	11
Экспериментальная часть. ....	13
Свойства образцов.....	13
Экспериментальная установка и методика измерений.....	14
Качественное объяснение формирования выпрямленного сигнала. ....	16
Зависимость выпрямленного напряжения от магнитного поля.....	17
Зависимость выпрямленного напряжения от внешнего переменного тока и температуры. ....	19
Эффективность выпрямления для одного кольца.....	20
Осцилляции критического тока. ....	21
Связь выпрямленного напряжения с анизотропией критического тока. ....	23
Заключение.....	25
Список литературы. ....	26

## Введение

Получение полезной работы или направленного движения из неравновесного или временно-корелированного шума, является перспективным направлением физики наноструктур. В данном исследовании рассматривается один из способов выпрямления переменного сигнала с использованием системы сверхпроводящих колец.

Одним из первых, кто предложил использовать механическую систему для получения полезной работы из «хаоса» был Р. Фейнман. «Храповик и собачка» – очень простое асимметричное устройство (рис.1.), которое может вращаться в одном направлении.

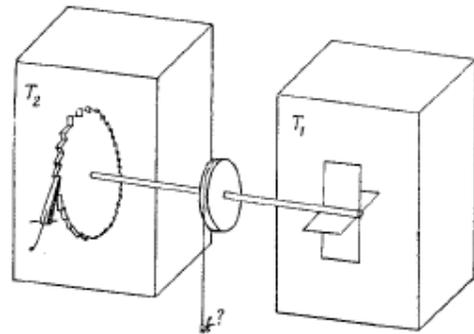


Рис.1. Машина, состоящая из храповика и собачка

При равенстве температур  $T_1$  и  $T_2$  в сосудах, работа совершаться не будет, поскольку грузик будет совершать колебания относительно положения равновесия. При разных температурах вертушки и храповика, возможно направленное движение и будет совершаться работа за счет неравновесного состояния молекул газа в разных сосудах.

Принцип работы «храповика и собачки» можно использовать не только в механических системах. Недавно было продемонстрировано

эффективное выпрямление переменного тока в простых сверхпроводящих структурах на основе асимметричных алюминиевых колец. Наблюдение квантовых осцилляций постоянного напряжения, индуцированного шумами или контролируемым переменным током, на сегментах асимметричных сверхпроводящих колец указывает на возможность использования систем таких колец в качестве датчика шумов, в котором может быть достигнута предельная чувствительность в широкой полосе частот. Преобразование мощности хаотического шума в мощность постоянного тока делает возможным суммирование напряжения, индуцируемого в каждом из колец. При низких собственных шумах, такие системы очень привлекательны для приложений, поскольку эффективность выпрямления может достигать 25%, а рабочие частоты сотен гигагерц.

### **Цель работы.**

1. Исследовать зависимость выпрямленного напряжения от магнитного поля.
2. Исследовать зависимость амплитуды осцилляций выпрямленного напряжения от амплитуды переменного тока.
3. Исследовать зависимость эффективности выпрямления от температуры.

## Сверхпроводимость

### 1. Открытие сверхпроводимости.

Сверхпроводимость была открыта в 1911г. В Голландии в Лейденской лаборатории. Камерлинг-Оннес, изучая зависимость электросопротивления ртути от температуры, обнаружил, что при температуре около 4 К сопротивление образца внезапно исчезало и не было обнаружено при всех температурах ниже этой (рис.2). Важно, что сопротивление уменьшалось не постепенно, а скачком. Стало ясно, что образец перешел в какое-то новое состояние, в котором он не имел сопротивления. Это явление было названо сверхпроводимостью.

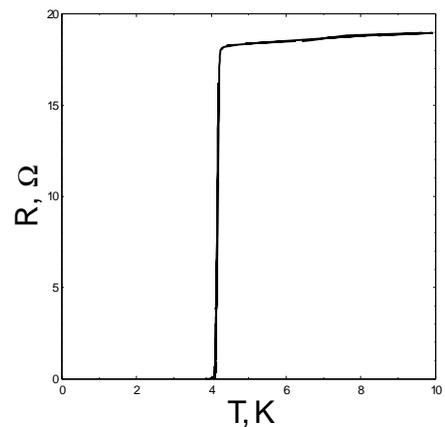


Рис.2. Зависимость сопротивления ртути от температуры.

Идеальная проводимость традиционно считается первым характерным свойством сверхпроводника.

## 2. Эффект Мейсснера. Выталкивание магнитного потока из сверхпроводника.

Другим характерным свойством сверхпроводника является идеальный диамагнетизм, открытый в 1933г. Мейсснером и Оксенфельдом. Они обнаружили не только отсутствие проникновения магнитного поля в сверхпроводник, что, как могло показаться, объясняется идеальной проводимостью, но и «выталкивание» поля из первоначально нормального образца, когда он охлаждается ниже температуры  $T_c$ . Это явление, конечно, не могло быть объяснено идеальной проводимостью, которая лишь удерживала бы начальный поток внутри образца (рис.3).

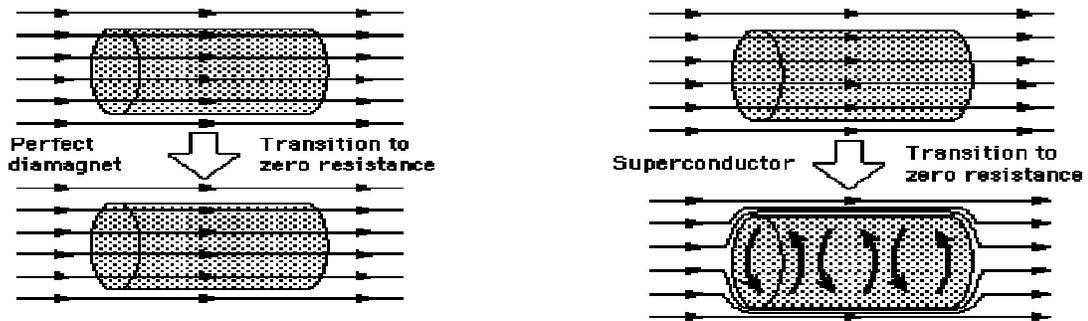


Рис.3. Выталкивание поля из сверхпроводника.

Существование обратного эффекта Мейсснера означает, что сверхпроводимость должна разрушаться критическим магнитным полем  $H_c$  (1), которое термодинамически связано с разностью свободных энергий нормального и сверхпроводящего состояний при нулевом поле.

$$H_c \approx H_c(0)[1 - (T/T_c)^2] \quad (1)$$

Рис.4. Температурная зависимость критического поля  $H_c$  от температуры  $T_c$ .



Эффект Мейсснера является первым экспериментальным свидетельством существования макроскопического квантового явления, обусловленного описанием состояния сверхпроводника единой волновой функцией.

### 3. Уравнение Лондонов.

Указанные два основных электродинамических свойства, которые делают сверхпроводимость таким уникальным явлением, были удачно описаны в 1935г. Братьями Лондонами.

Первое уравнение (2) – просто второй закон Ньютона для сверхпроводящих электронов:

$$\mathbf{E} = \mu_0 \lambda_L^2 \frac{d\mathbf{j}_s}{dt} \quad (2)$$

$$\lambda_L^2 = m / \mu_0 n_q q^2 \quad (3)$$

Из этого уравнения следует, что в стационарном состоянии, когда  $d\mathbf{j}/dt=0$ , электрического поля в сверхпроводнике нет.

Используя первое уравнение (2) и уравнения Максвелла, получим;

$$\text{rot } \mathbf{E} = -d\mathbf{B}/dt; \text{rot } \mathbf{H} = \mathbf{j}; \mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{H} \quad (4)$$

$$\mu_0 \lambda_L^2 \text{rot } (d\mathbf{j}/dt) + d\mathbf{B}/dt = 0 \quad (5)$$

$$\lambda_L^2 \text{rot rot } (d\mathbf{H}/dt) + d\mathbf{H}/dt = 0 \quad (6)$$

Отбрасывая в (6) производные по времени, получим второе уравнение Лондонов:

$$\mathbf{H} + \lambda_L^2 \text{rot rot } \mathbf{H} = 0 \quad (7)$$

Используя (7), можно посмотреть, как магнитное поле проникает в сверхпроводник.

$$\mathbf{H} = \mathbf{H}_0 \exp(-x/\lambda_L) \quad (8)$$

Из решения следует, что магнитное поле убывает в глубину сверхпроводника (рис.5). Характерная длина, на которой происходит ослабление поля в  $e$  раз, есть  $\lambda_L^2$  – лондоновская глубина проникновения магнитного поля.  $\lambda_L^2 \approx 500 \text{ \AA}$

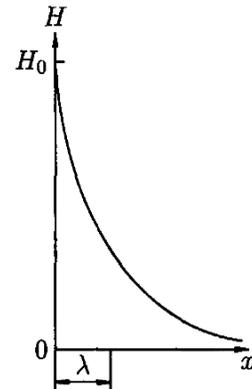


Рис.5. Проникновение магнитного поля в массивный сверхпроводник. Поле на поверхности равно  $H_0$ .

#### 4. Квантовое обобщение уравнения Лондонов.

Элементарным носителем сверхпроводимости является пара электронов, куперовская пара. При этом все пары находятся на одном энергетическом уровне, в одном квантовом состоянии, образуя конденсат. Волновая функция такой конденсированной частицы может быть записана в виде  $\Psi(\mathbf{r}) = \sqrt{n_s} e^{i\theta(\mathbf{r})}$ , где  $\theta$  – фаза волновой функции.  $n_s$  – плотность куперовских пар.

Если частица с массой  $2m$  и с зарядом  $2e$  движется в магнитном поле, то импульс частицы можно записать в виде:

$$\mathbf{p} = \hbar \tilde{\nabla} \theta = 2m\mathbf{v}_s + 2e\mathbf{A}/c \quad (9)$$

Интеграл от импульса по замкнутому контуру называется флюксоидом. Квантование флюксоида для сверхпроводников аналогично квантованию Бора для атомных систем

$$\oint_l \mathbf{p} d\mathbf{l} = \oint_l (m\mathbf{v} + q\mathbf{A}) d\mathbf{l} = m \oint_l \mathbf{v} d\mathbf{l} + q\Phi = n2p\hbar$$

Используя выражение для плотности сверхтока в виде

$$\mathbf{j}_s = n_s e v_s \quad (10)$$

и выражение для лондоновской глубины проникновения магнитного поля (3), получим:

$$\mathbf{j}_s = (\Phi_0 \tilde{N} \theta / 2\pi - \mathbf{A}) / c \lambda_L^2 \mu_0 \quad (11)$$

Здесь введено обозначение  $\Phi_0 = \pi \hbar c / e$  (12). Эта величина имеет размерность магнитного потока.

### 5. Квантование потока. Квантование скорости.

Рассмотрим внутри массивного сверхпроводника цилиндрическую полость (рис.6).

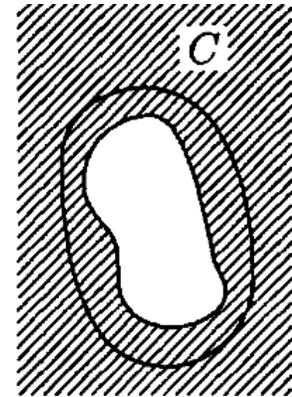


Рис.6. В сплошном сверхпроводнике (заштриховано) имеется цилиндрическая полость. Контур  $C$  проходит всюду внутри сверхпроводника на больших по сравнению с  $\lambda_L$  расстояниях от полости.

Пусть сначала сверхпроводник находится в нормальном состоянии. Наложим внешнее поле  $H_0$  параллельно образующей плоскости. Переведем образец в сверхпроводящее состояние, теперь поле из сверхпроводника будет вытеснено, а в полости будет заморожен некий магнитный поток.

Рассмотрим контур  $C$  (рис.6). В любой точке этого контура сверхток  $\mathbf{j}_s = 0$ , и контурный интеграл уравнения (11) по этому контуру сведется к выражению:

$$\frac{\Phi_0}{2p} \oint_C \nabla q dl = \int_C \mathbf{A} dl \quad (13)$$

Учитывая, что  $\oint_C A dl = \Phi$  (14), имеем:

$$\Phi = (\Phi_0 / 2p) \oint_C \nabla q dl \quad (15)$$

Здесь  $\Phi$  – это полный магнитный поток, охватываемый контуром  $C$ . Отсюда сразу видно, что  $\theta$  – многозначная функция; каждый раз при обходе вокруг отверстия она изменяется на некоторую величину. Но волновая функция  $\Psi$  должна быть однозначной. Поэтому мы должны потребовать, чтобы изменение  $\theta$  при обходе вокруг отверстия с магнитным потоком было кратным  $2\pi n$  (где  $n$  – целое число). Поэтому  $\oint_C \nabla q dl = 2\pi n$  (17), и равенство (15) можно написать окончательно в виде:

$$\Phi = n\Phi_0 \quad (18)$$

где  $\Phi_0 = hc/2e$ .

Из (18) следует, что магнитный поток в полости может принимать только значения, кратные минимально возможному потоку  $\Phi_0$  – кванту потока.

$$\Phi_0 = 2.07 \cdot 10^{-7} \text{ Гс} \cdot \text{см}^2$$

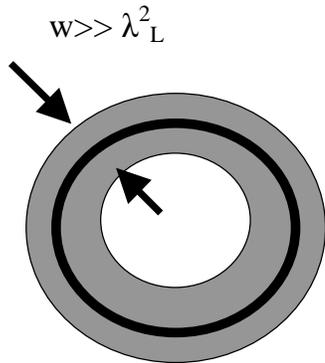
Но так происходит, когда толщина образца значительно больше лондоновской глубины проникновения магнитного поля. В противном случае будет квантоваться циркуляция скорости сверхпроводящих пар. Учитывая, что ток равномерно распределен по сечению образца из выражения (9) получаем:

$$\oint_l dl v = \frac{2p\hbar}{m} \left( n - \frac{\Phi}{\Phi_0} \right) \quad (19)$$

Для симметричного кольца это приводит к квантованию скорости

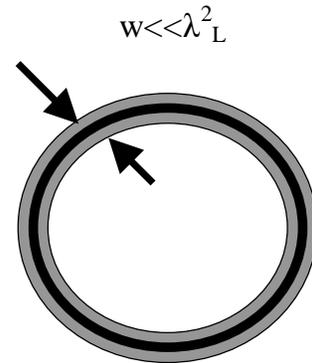
$$v = (\hbar/mr) \left( n - \Phi/\Phi_0 \right) \quad (20)$$

## Два типа квантования



Квантование магнитного потока

$$\Phi = n\Phi_0$$



Квантование скорости

$$V = (\hbar/mr)(n - F/F_0)$$

## 6. Эффект Литтла-Паркса.

Эффект Литтла-Паркса состоит в осциллирующей зависимости температуры сверхпроводящего перехода  $T_c$  от магнитного поля  $H$  и является следствием требования однозначности волновой функции  $\Psi = |\Psi| \exp(i\theta)$ . Впервые эффект наблюдался в 1962г (рис. 7,8).

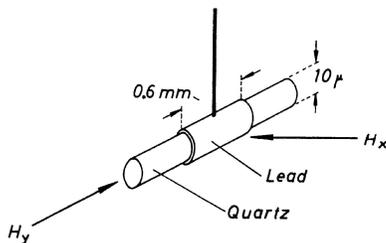


Рис.7. Схема Эксперимента

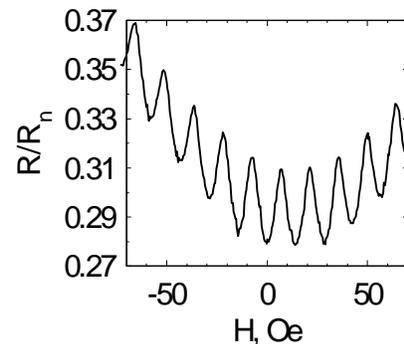


Рис.8. Зависимость сопротивления образца от магнитного поля

В тонких пленках, когда  $w \ll \lambda_L^2$ , квантуется ток. Из (20) получаем:

$$\mathbf{j}_s = (\hbar e / m r) (n - \Phi / \Phi_0) |\Psi|^2 \quad (21)$$

Кинетическая энергия, связанная с этим током должна быть добавлена к свободной энергии в уравнении Гинзбурга-Ландау:

$$f - f_n = \alpha(T) |\Psi|^2 + 0.5 \beta |\Psi|^4 + (\hbar^2 / 2 m r) (n - \Phi / \Phi_0) |\Psi|^2 \quad (22)$$

Минимизируя это выражение в первом порядке по  $|\Psi|^2$ , получаем условие сверхпроводящего перехода,

$$\alpha(T) + (\hbar^2 / 2 m r) (n - \Phi / \Phi_0)^2 = 0 \quad (23)$$

Которое можно рассматривать как изменение критической температуры в присутствии магнитного поля. Подставляя микроскопическое выражение для  $\alpha(T)$  ( $\xi^2(T) = \hbar^2 / 2 m \alpha(T)$ ) получаем:

$$\Delta T_c / T_c = (\xi_0^2 / R^2) (n - \Phi / \Phi_0)^2, \text{ при } \xi_0 \ll 1 \quad (24)$$

$$\Delta T_c / T_c = (\xi_0 w / R^2) (n - \Phi / \Phi_0)^2, \text{ при } \xi_0 \gg 1$$

Таким образом, изменение критической температуры зависит квадратично от магнитного поля (рис.9) и периодически повторяется при изменении  $n$  на единицу. В эксперименте обычно измеряется сопротивление образца как функция магнитного поля. В линейном приближении  $\Delta R(H) = (dR/dT) \Delta T_c(H)$  также зависит периодически от магнитного поля, но форма осцилляций может искажаться из-за изменения  $dR/dT$  в интервале  $\Delta T_c$ . Так как минимум  $dR/dT$  обычно достигается в середине перехода, то максимальная амплитуда осцилляций сопротивления наблюдается при  $T = T_c$ .

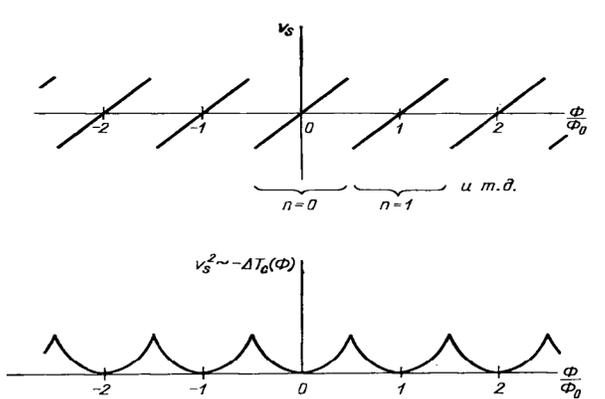


Рис.9. Зависимость величин  $v_s$  и  $v_s^2 \sim \Delta T_c$  от потока.

## Экспериментальная часть.

### Свойства образцов.

В данной работе в качестве сверхпроводящего материала использовался алюминий. Алюминий удобен по многим причинам:

- Среди всех сверхпроводников алюминий имеет самую большую длину когерентности, что позволяет исследовать осцилляционные эффекты в магнитном поле для структур микронных размеров ( $\sim 4 \mu\text{m}$ ).
- Легко напыляется, имеет хорошую адгезию к кремнию.
- Имеет малый размер зерна.
- Способность к пассивации на воздухе (на поверхности образуется оксид алюминия толщиной 1-2 нм, который защищает пленку от дальнейшего окисления).
- Имеет температуру сверхпроводящего перехода внутри диапазона температур, доступных в простом криостате на  $\text{He}^4$ .

Выпрямление переменного тока в магнитном поле изучалось в одиночных асимметричных кольцах с меняющейся степенью асимметрии. Ширина узкой части колец  $W_N=200$  нм, а широкой -  $W_W= 250,300, 350$  и  $400$  нм соответственно.

Исследуемые структуры формировались методом электронно-лучевой литографии и lift-off процесса термически напыленного алюминия на кремниевую подложку. Толщина Al составляла 40-50 нм, диаметр колец  $4 \mu\text{m}$ , (Рис.10). Для сравнения измерения проводились также на симметричных кольцах (СК). Структуры имели сопротивление  $0.23-0.3 \Omega/\square$ , отношение сопротивлений  $R(300\text{K})/R(4.2\text{K})=2.7-3.5$ , температуру сверхпроводящего перехода  $1.22-1.28 \text{ K}$ , длину когерентности  $\xi(T=0 \text{ K}) \sim 170$  нм и глубину проникновения  $\lambda(T=0 \text{ K}) \sim 80$  нм.

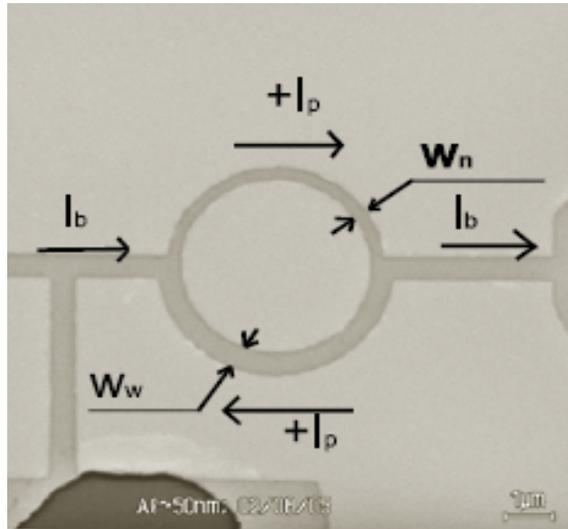


Рис.10. Электронно-микроскопическое изображение структуры.

**Экспериментальная установка и методика измерений.**

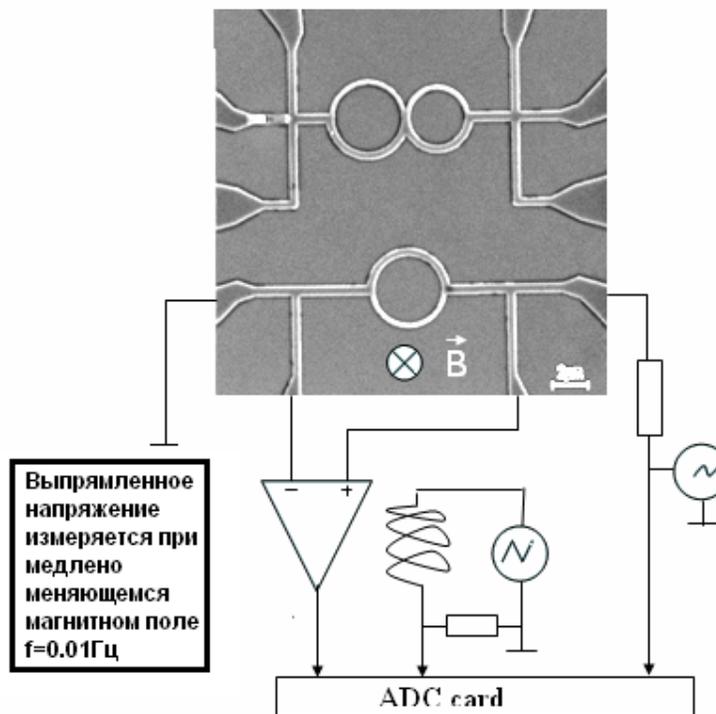


Рис.11. Схема экспериментальной установки.

Все измерения проводились четырех контактным методом в стеклянном гелиевом криостате с откачкой паров гелия.

Выпрямленное напряжение измерялось следующим образом. На токовые контакты от прецизионного источника (Keithley 6221) подавался переменный ток  $I=I_0\sin(\omega t)$  с частотой от 500 Гц- до 5 кГц. Выпрямленное напряжение как функция магнитного поля измерялось на потенциальных контактах в полосе частот 0-10 Гц инструментальным усилителем с коэффициентом усиления 1000. Шум на входе составлял 30 нВ для 0-10 Гц. Дополнительное усиление осуществлялось малошумящим усилителем SR560.

Зависимость критического тока структур  $I_c(B)$  от магнитного поля измерялась из периодически повторяющихся ВАХ (10 Гц) в медленно меняющемся магнитном поле ( $f=0.1-0.01$  Гц) по следующему алгоритму:

1. Проверялось условие нахождения структуры в сверхпроводящем состоянии.
2. После превышения порогового напряжения определялись магнитное поле и критический ток с запаздыванием около 30 мкс. Пороговое напряжение устанавливается выше наводок и шумов системы измерения и определяет минимальный измеряемый критический ток.

Таким образом из ВАХ последовательно измерялись значения критического тока  $I_{c+}(\Phi/\Phi_0)$  и  $I_{c-}(\Phi/\Phi_0)$  (противоположно направленные токи). Измерение одной зависимости  $I_c(B)$ , содержащей 1000 точек, требовало около 100 секунд. Все сигналы переводились в цифровую форму многоканальным 16-разрядным АЦП.

Для уменьшения магнитного поля Земли область криостата, в котором находился образец, экранировался цилиндром из пермаллоя. Остаточное магнитное поле составляло 0.15 Гс, а положение «нуля» магнитного поля было известно с точностью 0.03 Гс или  $0.02\Phi_0$ . Чтобы уменьшить наводки использовались низкотемпературные фильтры и Рі-

фильтры, а также коаксиальные витые пары с затуханием на высоких частотах.

### Качественное объяснение формирования выпрямленного сигнала.

Рассмотрим симметричное кольцо при  $T < T_c$ . Через токовые контакты будем пропускать переменный ток, и снимать напряжение с потенциальных контактов. Сначала напряжение будет равняться нулю. При достижении критического тока  $I_{c1}$  образец перейдет в нормальное состояние, и на выходе мы получим ненулевой сигнал, соответствующий закону Ома. При уменьшении тока, образец перейдет в сверхпроводящее состояние при токе  $|I_{c2}| < |I_{c1}|$ .

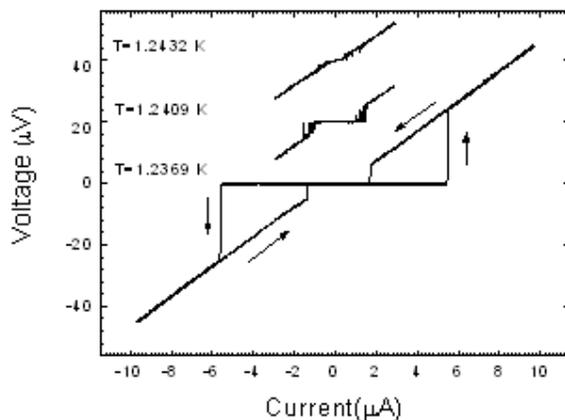


Рис.12 Вольтамперная характеристика асимметричного кольца без магнитного поля.

При приложении магнитного поля гистерезис сужается из-за возникновения кольцевого тока ( $I_c$ -уменьшается), но остается симметричным. Следовательно, в среднем сигнал на выходе равен нулю.

Для асимметричных колец, без приложения магнитного поля, зависимость качественно остается прежней (рис.12). Но внешний ток распределяется по узкой и широкой части кольца неравномерно (в широкой части ток больше). Кольцевой ток, создаваемый магнитным полем,

приводит к тому, что в одном направлении внешнего тока образец будет переходить в сверхпроводящее состояние раньше, чем в другом (рис.13).

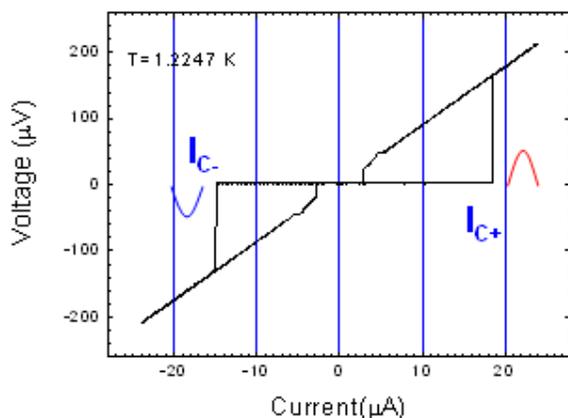


Рис.13 Вольтамперная характеристика асимметричного кольца в магнитном поле.

Вольтамперная характеристика становится не симметричной, поэтому, амплитуды выходного сигнала в прямом и обратном направлении тока отличаются. И на выходе мы получим ненулевую компоненту выпрямленного напряжения.

Таким образом, выпрямленное напряжение получается только для асимметричных колец, к которым приложено внешнее магнитное поле.

### **Зависимость выпрямленного напряжения от магнитного поля.**

На рисунке 14 приведена зависимость выпрямленного напряжения от магнитного поля. Она снималась при различных амплитудах внешнего тока. Из графиков видно, что

1. Наблюдаются осцилляции с периодом равным сверхпроводящему кванту потока  $\Phi_0 = hc/2e$ .

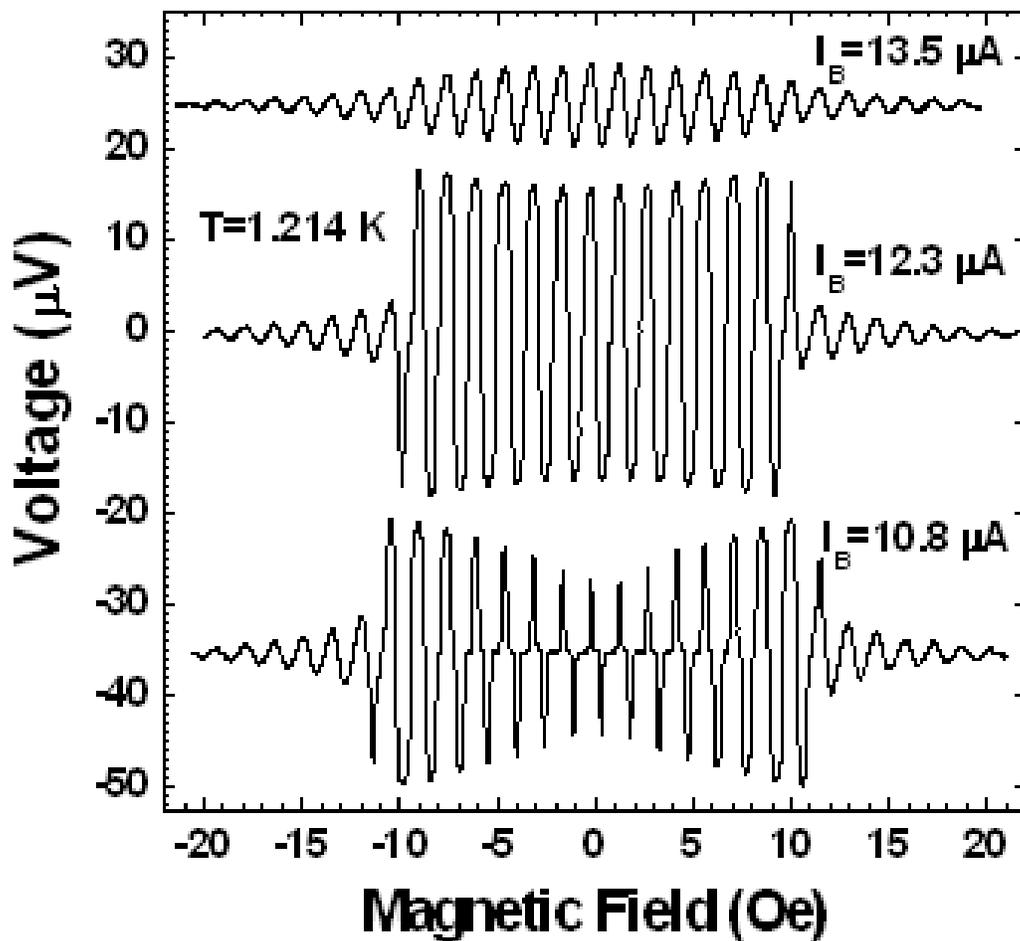


Рис.14. Зависимость выпрямленного напряжения от магнитного поля (для амплитуд внешнего тока  $I_B=13.5;12.3;10,8$  мкА).

2. Выпрямленное напряжение обращается в нуль при целых и полуцелых значениях кванта потока:

$$V(\Phi/\Phi_0)=0, \text{ при } \Phi=n\Phi_0/2 \text{ (} n=0, \pm 1, \pm 2\dots\text{)}.$$

3. Максимумы и минимумы осцилляций находятся при  $\Phi \approx \Phi_0(n \pm 1/4)$ , где  $(n=0, \pm 1, \pm 2\dots)$ . Эти экстремумы соответствуют магнитным полям с максимальной эффективностью выпрямления.
4. Максимальное выпрямленное напряжение при  $\Phi \approx 1/4 \Phi_0$  немонотонно зависит от амплитуды переменного тока (рис. 14).

## Зависимость выпрямленного напряжения от внешнего переменного тока и температуры.

Амплитуда осцилляций выпрямленного напряжения имеет резкий максимум в зависимости от амплитуды внешнего тока (рис.15). Выпрямленное напряжение достигает максимума  $V_{\max}$  при амплитуде тока  $I_0=I_{\max}$ , которая равна или немного превосходит критический ток  $I_C(B=0)$  для асимметричных колец при данной температуре. Равенство  $I_{\max}(T)\approx I_C(T)$  было проверено в диапазоне  $T=(0.95-0,99)T_C$ .

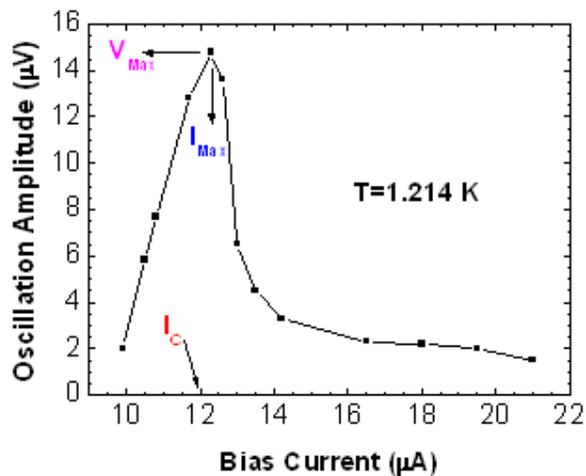


Рис.15. Зависимость амплитуды осцилляций выпрямленного напряжения (при  $\Phi\approx\pm 1/4\Phi_0$ ) от амплитуды тока.

Максимум выпрямленного напряжения  $V_{\max}(T)$ , амплитуда внешнего тока  $I_{\max}(T)$ , соответствующая этому значению, и критический ток  $I_C(T)$  практически линейно зависят от температуры в диапазоне от  $T=1.20\text{K}$  до  $T=1.24\text{K}$  (рис.16).

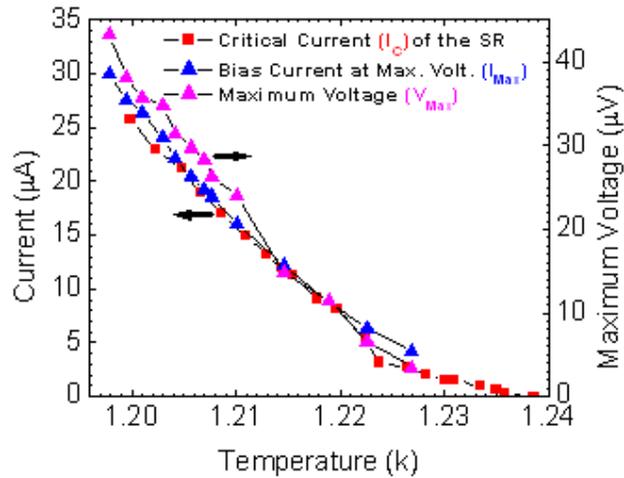


Рис.16. Зависимость  $V_{\max}(T)$ ,  $I_{\max}(T)$  и  $I_C(T)$  от температуры.

### Эффективность выпрямления для одного кольца.

На рисунке 17 приведена зависимость максимального выпрямленного напряжения от соответствующей ему амплитуды тока. Из этого графика следует, что отношение  $V_{\max}/I_{\max}=1.45$  Ом не зависит от температуры при  $T < 0.98T_C$  и определяет максимальную эффективность выпрямления, которая равна  $V_{\max}/I_0R_n = V_{\max}/I_{\max}R_n \approx 0.25$  (рис.18), где  $R_n=5,5$  Ом – сопротивление асимметричного кольца в нормальном состоянии.

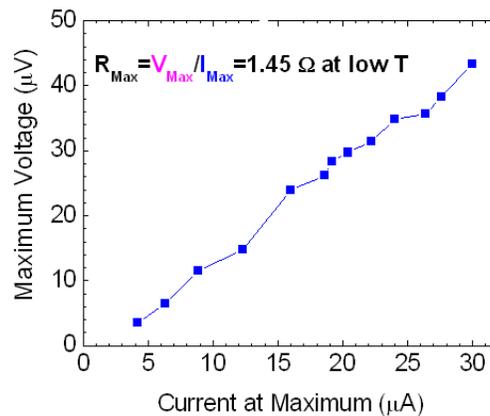


Рис.12. Зависимость максимального выпрямленного напряжения от соответствующей ему амплитуды тока.

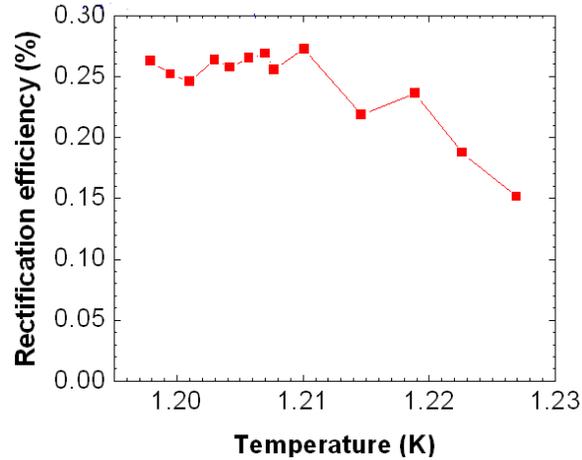


Рис.18. Зависимость эффективности выпрямления асимметричного кольца от температуры.

Эффективность может быть повышена использованием слабых связей или джозефсоновских переходов, которые уменьшают критический ток ( $I_{\max} \approx I_c$ ).

При приближении к  $T_c$  эффективность выпрямления уменьшается, так как уменьшается гистерезис ВАХ.

### Осцилляции критического тока.

Осцилляции Литтла-Паркса и критического тока в магнитном поле для симметричных колец обусловлены кольцевым устойчивым током  $I_p$  (П.5). Для асимметричных колец причина та же. Простые выкладки показывают, что разность (анизотропия) критических токов с противоположными направлениями  $I_{c+}(\Phi/\Phi_0)$  и  $I_{c-}(\Phi/\Phi_0)$  удовлетворяет равенству:

$$I_{c,an} = I_{c+}(\Phi/\Phi_0) - I_{c-}(\Phi/\Phi_0) = I_p(S_w/S_n - S_n/S_w) \quad (25)$$
, где  $S_w$  – сечение широкой, а  $S_n$  – узкой части асимметричного кольца (рис.10).

На рисунке 20 представлены осцилляции критических токов  $I_{C+}$  и  $I_{C-}$  в магнитном поле (период равен  $\Phi_0$ ) для асимметричных колец при различных температурах.

В отличие от идеальных симметричных колец ( $W_w/W_N=1$ ), для которых выполняется соотношение  $I_{C+}(\Phi/\Phi_0) = I_{C-}(\Phi/\Phi_0)$  и анизотропия равна нулю (рис. 21), для асимметричных колец  $I_{C+}(\Phi/\Phi_0) = I_{C-}(\Phi/\Phi_0 + \Delta\phi)$ , а  $\Delta\phi = \Phi_0/2$  (рис.20). Измерения показали, что даже небольшая асимметрия ( $W_w/W_N=1.25$ ) приводит к сдвигу на  $\Phi_0/2$ , который не меняется с дальнейшим увеличением асимметрии до 2 (рис.19). Величина сдвига не зависела также от температуры в диапазоне  $(0.94-0.99)T_C$  (рис.20). Для этих температур величина критического тока изменялась от 3 до 50 мкА. Поэтому можно сделать вывод, что  $\Delta\phi$  не зависит и от величины кольцевого тока  $I_p$  в асимметричных кольцах, создающий дополнительный поток магнитного поля, который по нашим оценкам не превышает нескольких сотых  $\Phi_0$ .

Следует отметить, что для симметричных и асимметричных колец наблюдался традиционный эффект Литтла-Паркса, то есть максимумы осцилляций сопротивления соответствовали полуцелым, а минимумы – целым значениям  $\Phi_0$ .

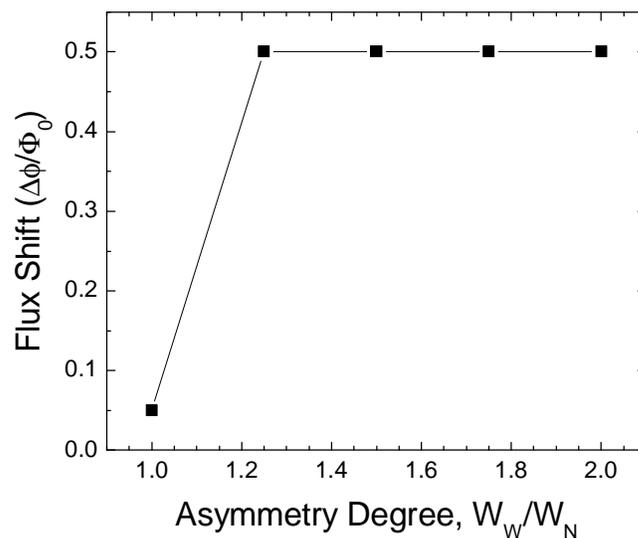


Рис.19. Зависимость сдвига фазы критических токов от асимметрии колец.

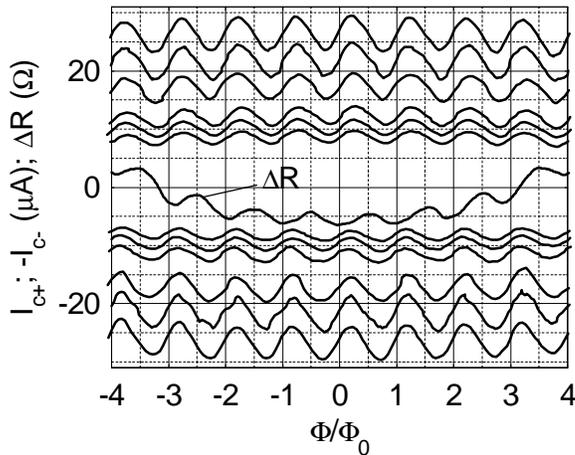
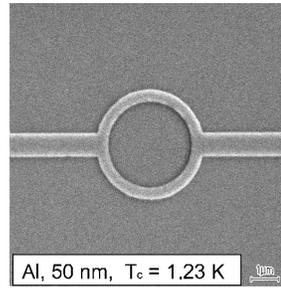
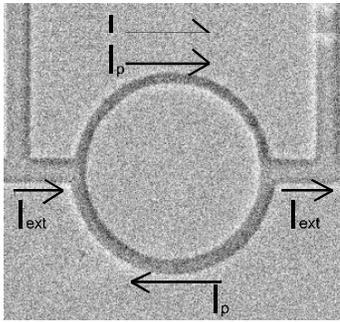


Рис.20. Осцилляции критического тока для асимметричных колец

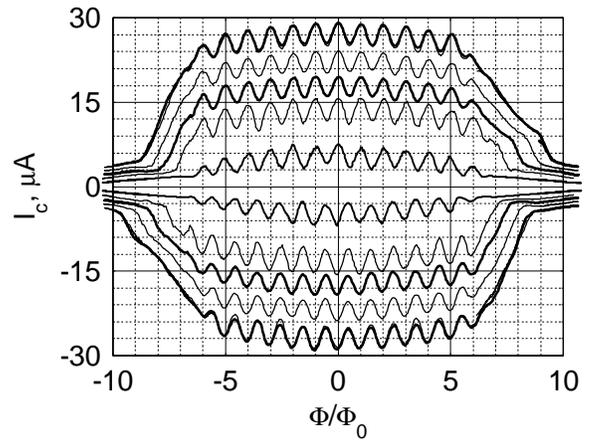


Рис. 21. Осцилляции критического тока для симметричных колец

### Связь выпрямленного напряжения с анизотропией критического тока.

Наличие сдвига  $\Delta\phi$  и, как следствие, анизотропии  $I_{C,an}$  позволяет объяснить выпрямленное напряжение тока в асимметричных кольцах. На рисунке 22 одновременно представлены критические токи, соответствующая им анизотропия и выпрямленное напряжение  $V(B)$  для  $I_0=I_{max}$  при данной температуре.

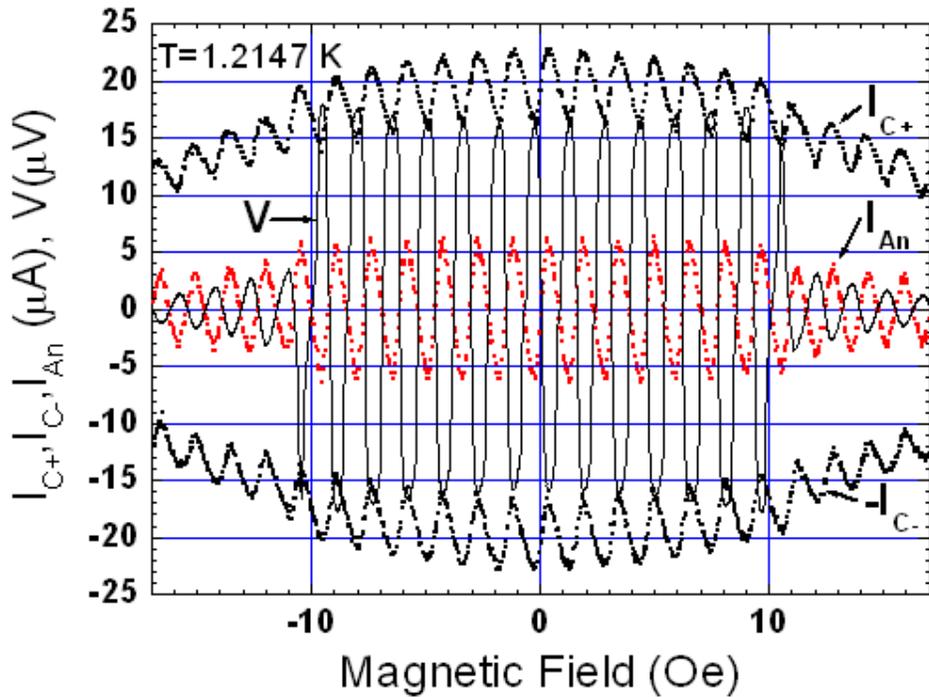


Рис.22. Осцилляции в магнитном поле критического тока, анизотропии и выпрямленного напряжения.

- Выпрямленное напряжение  $V(B) \sim (-I_{an})$ . Такая пропорциональность наблюдается при разных температурах.
- Из формулы (25) следует, что  $I_{an} \sim I_p$ .
- Выпрямленное напряжение обращается в нуль в полных значениях кванта потока ( $\Phi = n\Phi_0/2$ ).

Таким образом, можно сделать вывод, что выпрямленное напряжение пропорционально среднему значению кольцевого устойчивого тока, обусловленного квантованием флюксоида в асимметричных кольцах.

## Заключение.

В данном исследовании были получены следующие основные экспериментальные результаты.

1. Выпрямленное напряжение одиночного кольца – периодическая функция магнитного поля с периодом, равным кванту потока  $\Phi = n\Phi_0$ .
2. Выпрямленное напряжение равно нулю в целых  $\Phi = n\Phi_0$  и полуцелых  $\Phi = \Phi_0(n \pm 1/2)$  значениях кванта потока. Максимальные значения достигаются при  $\Phi \approx \Phi_0(n \pm 1/4)$ .
3. Амплитуда максимального выпрямленного напряжения одиночного кольца немонотонно зависит от тока. Максимум расположен вблизи амплитуды переменного тока, равной критическому току.
4. Эффективность выпрямления одиночного кольца составляет  $\sim 25\%$  при низкой температуре и уменьшается при приближении к  $T_C$ .
5. Для асимметричных колец наблюдался сдвиг  $\Delta\phi = \Phi_0/2$  между экстремумами критических токов, направленных в противоположных направлениях. Этот сдвиг не зависит от температуры, величины внешнего тока и степени асимметрии колец.
6. Для симметричных колец сдвиг  $\Delta\phi = (0.02-0.05)\Phi_0$ .
7. Осцилляции выпрямленного напряжения  $V(B)$  пропорциональны анизотропии критического тока  $I_{C,an} = I_{C+}(\Phi/\Phi_0) - I_{C-}(\Phi/\Phi_0)$ , т.е. среднему значению скорости сверхпроводящих пар.

## Список литературы.

- 1) Шмидт В.В. ,Введение в физику сверхпроводников. М., Наука, (1982)
- 2) P.Reimann. Physics Reports 361, 57 (2002)
- 3) W.A. Little and R.D. Parks, Phys.Rev.Lett. 9,9 (1962)
- 4) М. Тинкхам, Введение в сверхпроводимость, Атомиздат (1980).
- 5) Р. Фейнман, Р. Лейтон, М. Сэндс "Фейнмановские лекции по физике. Квантовая механика"
- 6) Д. Сан-Жам, Г. Сарма, Е. Томас Сверхпроводимость второго рода.
- 7) Де Жен, Сверхпроводимость металлов и сплавов. Мир, (1968)
- 8) Тилли Д.Р., Тилли Дж. ,Сверхтекучесть и сверхпроводимость . (1977)
- 9) А.В.Никулов, Лекции по сверхпроводимости (2007).
- 10) В.А. Тулин, В.Л. Гуртовой, С.В. Дубонос, А.В. Никулов, *"Эффекты выпрямления в системах сверхпроводящих колец"*, устный, Межд. симп. "Нанопизика и Наноэлектроника", **2007г.**, стр.162