

ГИГАНТСКАЯ ДЖОЗЕФСОНОВСКАЯ ГЕНЕРАЦИЯ В ШИРОКИХ СВЕРХПРОВОДЯЩИХ ПЛЕНКАХ

Ю.М.Иванченко, П.Н.Михеенко, Я.И.Южелевский

Обнаружена джозефсоновская генерация гигантской амплитуды, возникающая в шунтированных гранулированных пленках с выделенным каналом концентрации магнитного поля. Особенности генерации объясняются в рамках механизма синхронного движения многоквантовых, с $\Phi = (10^4 - 10^5) \Phi_0$, трубок потока.

1. Известно, что в нагруженных током тонких пленках сверхпроводников первого рода возможно синхронное зарождение и движение многоквантовых трубок магнитного потока^{1,2}. Возникающее при этом среднее по времени напряжение \bar{U} связано с частотой зарождения ν джозефсоновским соотношением:

$$\bar{U} = Nh\nu/2e = \frac{N\nu}{c} \Phi_0, \quad (1)$$

где N – число квантов в трубке, h – постоянная Планка, e – заряд электрона, c – скорость света, Φ_0 – квант магнитного потока.

В настоящей работе описываются осцилляции, обнаруженные в пленках, которые по своим магнитным свойствам относятся к типичным сверхпроводникам второго рода, так как их второе критическое поле превосходит критическое поле массивного индия более чем на 2 порядка.

2. Изучались два типа индиевых образцов: мостики переменной толщины (МПТ) и мостики с сужением. Характерные размеры ослабленных участков сверхпроводника в направлении параллельном (l) и перпендикулярном (w) току удовлетворяли соотношениям: $l \approx \lambda_T \sim \sim 10^{-2}$ см, $\lambda_T \ll w \gtrsim 10^{-1}$ см, где λ_T — длина спада температуры в сверхпроводнике.

Начальный участок вольт-амперной характеристики образцов соответствовал движению строчек вихрей. В определенном интервале токов и напряжений (см. рис. 1) происходил резкий переход в состояние синхронизированного движения больших групп квантов потока (пятна потока). Возникла генерация джозефсоновского типа гигантской амплитуды, при которой мгновенное значение напряжения достигало нескольких милливольт (см. осциллограмму напряжения на вставке к рис. 1).

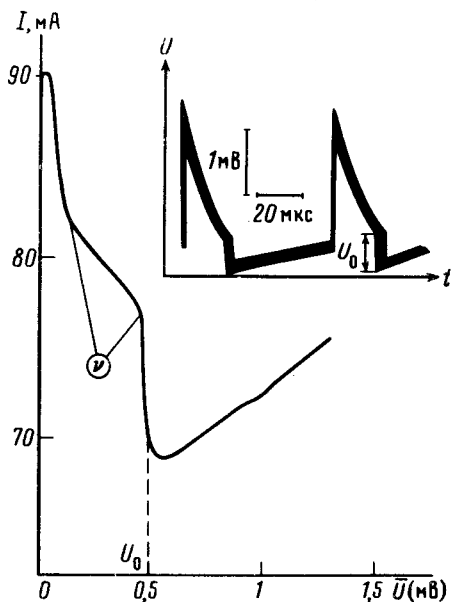


Рис. 1. Типичная вольт-амперная характеристика пленки, в которой реализуется режим гигантской генерации. Участок, где существуют осцилляции, выделен стрелками. Предельное напряжение, при котором они еще реализуются, U_0 , составляет $2\Delta(T')/e$, где Δ — параметр порядка сверхпроводника, T' — температура в области концентрации потока. На вставке — осциллограмма импульсов напряжения

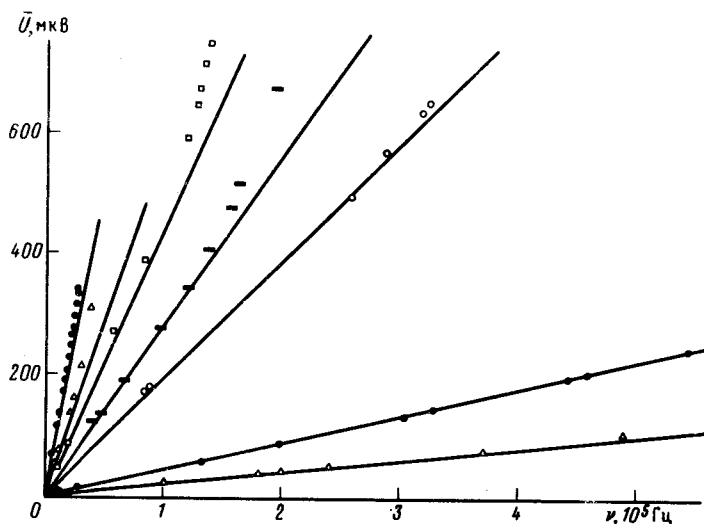


Рис. 2. Зависимость среднего напряжения на пленке в режиме генерации от ее частоты. Иллюстрация джозефсоновского характера осцилляций

Частота следования импульсов возрастала с ростом напряжения на образце по линейному закону от единиц до сотен килогерц (см. рис. 2). Число квантов в пятне, рассчитанное по формуле (1), находится в пределах от 10^5 до $5 \cdot 10^6$.

Обращает на себя внимание большой интервал перестройки частоты генерации (более чем в 100 раз) для пленок с малыми N и значительная величина среднего напряжения на образце для больших N , составляющая сотни микровольт (в образцах, исследованных в работах ^{1,2}, при $N \sim 10$ \bar{U} составляло $\sim 10^{-7}$ В).

3. Для возникновения наблюдаемой генерации необходимо наличие падающего участка на вольт-амперной характеристике пленки. Он может иметь чисто электромагнитную природу или определяться разогревом пленки в области течения потока. В исследуемых образцах наклон падающего участка существенно изменялся в окрестности λ -точки гелия, а в некоторых образцах в сверхтекучем гелии он трансформировался в восходящий, что говорит об определяющем влиянии разогревных эффектов.

Подчеркнем то обстоятельство, что размер исследуемых образцов в направлении перпендикулярном току много больше λ_T . Пленки, в которых $l, w \ll \lambda_T$, исследовались в работах ^{3,4}, где наблюдались релаксационные колебания джозефсоновского типа, связанные с периодическим разрушением и восстановлением сверхпроводимости всего образца в целом. В отличие от этих колебаний гигантская джозефсоновская генерация обусловлена движением пространственно разделенных пятен потока.

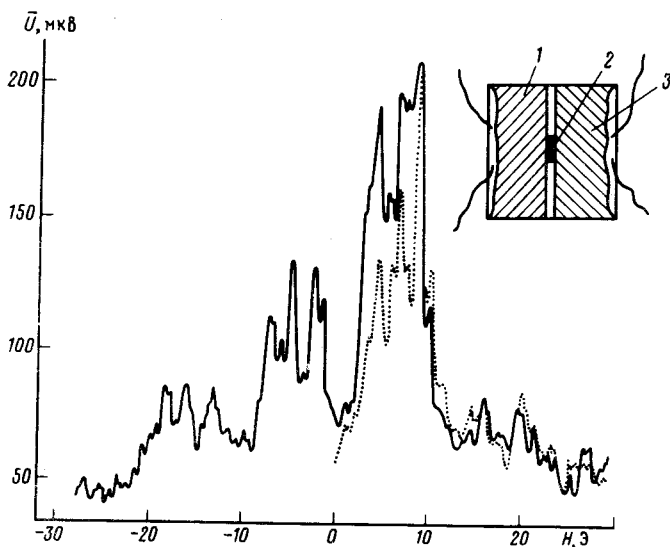


Рис. 3. Зависимость среднего напряжения, продуцируемого движущимися пятнами потока, от внешнего магнитного поля. На вставке – схематическое изображение образца. Цифрами обозначены участки, определяющие периоды осцилляций $\bar{U}(H)$

Наблюдаемая зависимость параметров генерации от режима теплоотода, например, при переходе через λ -точку гелия, позволяет сделать вывод о том, что сила, ответственная за притяжение вихрей в пятне, связана с его нагревом относительно остальной части пленки. В пользу этого предположения говорит и оценка размеров пятна, проведенная исходя из числа квантов потока в нем и значения глубины проникновения магнитного поля. Она дает диаметр пятна порядка 10^{-2} см или $\sim \lambda_T$.

Происхождение силы, связанной с локальным нагревом образца, можно понять, если учесть, что одиночный вихрь в тонкой пленке стремится в область, где параметр порядка подавлен. Многоквантовое пятно потока, которое является устойчивым за счет локального нагрева пленки, предлагается назвать термомагнитным солитоном (ТМС).

4. Экспериментальным подтверждением того, что гигантская генерация обусловлена движением ТМС, являются следующие факты.

Для каждого исследованного образца при фиксированной температуре наблюдается наименьшая частота устойчивой генерации ν_{min} , которая обратно пропорциональна w и макси-

мальная частота ν_{max} , которая от w не зависит. Эти свойства генерации легко понять, если принять во внимание, что для ее устойчивости необходима синхронизация процесса рождения ТМС на одной стороне образца и выхода с противоположной стороны сформированного ранее. Очевидно, что минимальная частота будет определяться выражением $\nu_{min} = \frac{v}{w}$, где v — скорость движения солитона.

Максимальная частота генерации в предлагаемой модели определяется тем, что расстояние между отдельными ТМС в строчке не может быть меньше характерной тепловой длины: $\nu_{max} = v/\lambda_T$. Считая, что скорость ТМС не зависит от v , получаем:

$$\nu_{max}/\nu_{min} = w/\lambda_T. \quad (2)$$

В эксперименте величина отношения ν_{max}/ν_{min} составляла от одного до нескольких десятков и отвечала равенству (2) с λ_T , совпадающей с ее оценочным значением для данного типа образцов. В пленках повышенной ширины ν_{max}/ν_{min} превосходило 10^2 .

Наблюдается типично джозефсоновское поведение образца в слабом магнитном поле H . На рисунке 3 приведена зависимость $\bar{U}(H)$ имеющая форму типа дифракционной картины. При небольшой вариации параметров осцилляционный характер зависимости сохраняется (см. кривую, выделенную точками). Наблюдаемые периоды удовлетворяют соотношению $\Delta H = N\Phi_0/S_i$, где S_i — площади выделенных участков образца (на вставке к рис. 3 они отмечены штриховкой). При разрушении режима когерентного движения ТМС осциллирующая зависимость $\bar{U}(H)$ исчезает.

Литература

1. Хюбнер Р.П. Структуры магнитных потоков в сверхпроводниках. М.: Машиностроение, 1984, с. 244.
2. Penner K., Parisi J., Mühlemeyer B., Huebener R.P. J. Low. Temp. Phys., 1986, 62, 177.
3. Taur Y., Richards P.L. J. Appl. Phys., 1975, 46, 1793.
4. Песковацкий С.А., Стрижко Л.П. ФТТ, 1977, 19, 3442.