

Письма в ЖЭТФ, том 11, стр. 246 – 250

5 марта 1970 г.

33 **О НЕЛИНЕЙНЫХ СВЧ СВОЙСТВАХ ТОНКИХ СВЕРХПРОВОДЯЩИХ
ПЛЕНОК**

В.Н.Губанков, Е.К.Тихарев, Н.М.Марголин

1. В ряде работ [1, 2] описывались и обсуждались нелинейные эффекты в СВЧ резонаторах, содержащих тонкие сверхпроводящие пленки. Однако, до

сих пор не было предложено удовлетворительной модели, которая могла бы, например, объяснить малые величины СВЧ мощности, при которых эти эффекты возникают.

Цель настоящей работы — показать, что эти нелинейные явления связаны с возникновением в пленках структуры, образованной вихрями, оси симметрии которых нормальны к плоскости пленки [3, 4]. Такая структура сильно отличается от обычного смешанного состояния массивных сверхпроводников второго рода, что и обуславливает весьма малые величины полей, достаточные для ее возникновения.

2. Рассмотрим модель эксперимента типа Кларфейна [1], в котором используется прямоугольный диэлектрический ($\epsilon \gg 1$) резонатор размером $a_x \times a_y \times a_z$, $a_z \ll a_x, y$ ¹⁾. Для такого резонатора основными типами колебаний являются H_{mno} и E_{mno} [5], для которых соответственно вектора H и E перпендикулярны большим граням резонатора. Мы рассмотрим лишь типы колебаний H_{mno} , которые имеют заметную связь с падающей СВЧ волной.

Пусть теперь на большую грань резонатора нанесена сверхпроводящая пленка. Тогда поле колебаний в резонаторе, имеющее нормальную к пленке компоненту вектора H , возбудит в ней мейснеровские токи. Решая краевую задачу методом потенциала простого слоя для пленки малой толщины ($d_0 \ll \delta, \xi_0$) при выполнении условий $\delta_{\perp} \ll \lambda / \sqrt{\epsilon} \ll a_z$ можно получить для токов в линейном случае (подробнее см. в [6])

$$\nabla_{\perp} j = (c \sqrt{\epsilon} / \lambda d_0) H_0 \cos k_x x \cos k_y y. \quad (1)$$

Здесь $H_0 \cos k_x x \cos k_y y$ — поле в резонаторе без пленки, λ — длина волны в вакууме, $\delta_{\perp} = 2\delta^2/d_0$ — характерная глубина проникновения перпендикулярного поля в пленку [3], $\sqrt{k_x^2 + k_y^2} = 2\pi\sqrt{\epsilon}/\lambda$.

Пусть теперь в пленку входит одиночный вихрь Пирла [3], несущий один квант магнитного потока (в тонких пленках вихрь большей кратности неустойчивы [4]). Это вхождение будет энергетически выгодно, если лоренцовская энергия взаимодействия вихря с полем резонатора \mathcal{E}_f больше его собственной энергии \mathcal{E}_0 . Энергия взаимодействия максимальна в узлах тока (их число в пленке $m \times n$) и при сделанных выше предположениях равна

$$(\mathcal{E}_f)_{\text{макс}} = \phi_0 H_0 \lambda / 4 \pi^2 \sqrt{\epsilon}, \quad (2)$$

а собственная энергия

$$\mathcal{E}_0 = (\phi_0 / 4 \pi)^2 \delta_{\perp}^{-1} \ln (\delta_{\perp} / \xi) \quad (3)$$

везде, кроме узкой полоски шириной δ_{\perp} по краю пленки ..

Таким образом, если в данный момент времени H_0 больше критического

1) Анализ экспериментов других типов [2] дает практически аналогичные результаты.

значения H_{c1} , которое в рассмотренном случае равно

$$H_{c1} = \frac{\sqrt{\epsilon}}{2} \frac{\phi_p}{\lambda \delta_L} \ln(\delta_L / \xi) \sim f(t) = (1-t^4) [1 - \ln(1-t^4) / C_1], \quad (4)$$

$$(t = T/T_c, \quad C_1 = \ln(\lambda / \xi_{T=0})),$$

то становится выгодным вхождение одного вихря в каждый из узлов тока на пленке, причем из-за различной ориентации поля H соседние вихри должны быть антипараллельны, что делает несущественным их не учитывавшееся вше взаимодействие. Это взаимодействие, однако, существенно для близко расположенных вихрей и делает невозможным вхождение при $H_0 \lesssim H_{c1}$ более одного вихря в каждый узел тока.

Вхождению вихрей в пленку препятствует достаточно высокий краевой барьер, действие которого, однако, сводится на нет, как можно показать, даже весьма малыми нерегулярностями пленки. Поэтому можно ожидать, что когда амплитуда колебаний в резонаторе лишь немного превысит значение H_{c1} , каждые полпериода колебаний будет происходить вход и выход вихрей в узлы тока, что должно сопровождаться значительной диссипацией и увеличением поглощения резонатором СВЧ энергии, а также некоторым сдвигом резонансной частоты. Такие эффекты и наблюдаются на экспериментах [1-2] в виде пары ступенек на резонансной кривой. Следующие пары ступенек (при увеличении мощности СВЧ) могут объясняться вхождением следующих вихрей в узлы тока.

Из (4) видно, что величина H_{c1} весьма мала ($\sim 10^{-1} + 10^{-3}$ э). Поэтому нелинейные эффекты, связанные с вхождением вихрей, должны проявляться уже на малых мощностях ($\sim 10^{-4} + 10^{-8}$ см) и быть очень чувствительными к нормальной компоненте постоянного магнитного поля, что и наблюдается на эксперименте [1].

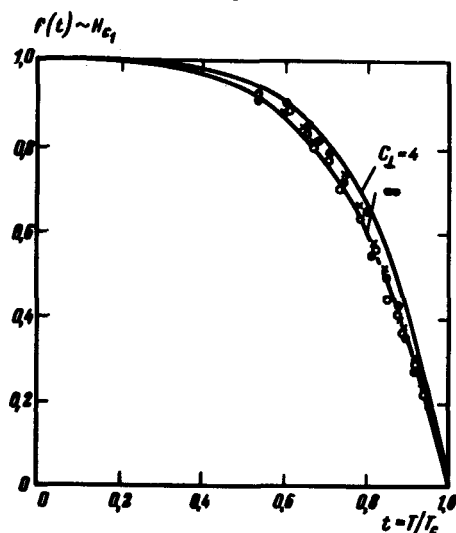


Рис. 1. Температурная зависимость величины H_{c1} : $x - f = 39,14$ Гц, $\bullet - f = 38,76$ Гц, $\circ - f = 37,03$ Гц, $d_0 = 350 \text{ \AA}$

3. Для проверки рассмотренной модели нами были проведены специальные эксперименты. Исследовалось поведение ругиловых резонаторов с напыленными на их большие группы тонкими ($d_0 = 150 + 400 \text{ \AA}$) пленками олова при воздействии СВЧ сигналов в диапазонах частот $9 + 10$ и $35 + 39$ Гц. Особое

внимание было обращено на тщательную экранировку нормальной компоненты магнитного поля Земли.

На рис. 1 точками показана экспериментальная температурная зависимость величины H_{c1} . Сплошными линиями показана теоретическая зависимость (4). Видно хорошее совпадение этих зависимостей.

Рассмотренная выше модель позволяет правильно определить и абсолютную величину поля H_{c1} . Так, для экспериментальных значений параметров: $a_{x,y} = 0,20 \text{ см}$, $a_z = 0,08 \text{ см}$, $t = 0,54$, $\lambda = 0,81 \text{ см}$, $d_0 = 350 \text{ \AA}$, $\delta_{r=0} = 2,4 \cdot 10^{-5} \text{ см}$, $C_1 = 4$, следующее из (4) значение $H_{c1} = (1,0 \pm 0,3) \cdot 10^{-2} \text{ э}$ хорошо согласуется с экспериментальным $H_{c1} = (1,2 \pm 0,2) \cdot 10^{-2} \text{ э}$.

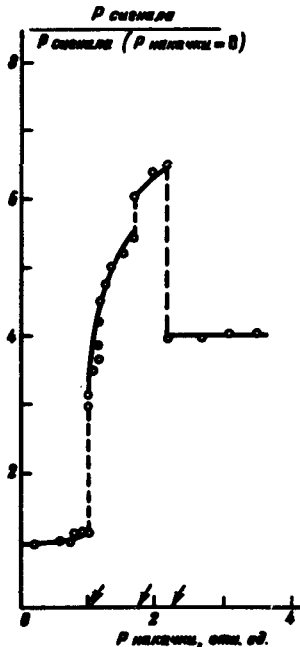


Рис. 2

4. Из рассмотренной модели следует, что нелинейные эффекты в подобных экспериментах связаны лишь с движением вихрей, а не с проявлением нелинейности типа Гинзбурга — Ландау. Действительно, из равенства (1) и (4) следует, что отклонение значения квадрата параметра от линейного значения в момент вхождения первой группы вихрей имеет порядок $\epsilon (\xi/\lambda)^2$ и не превышает 10^{-5} для реальных значений параметров. Поэтому все нелинейные эффекты (образование комбинационных частот, параметрическое усиление и т. д.) должны проявляться не ранее, чем суммарная напряженность поля колебаний в резонаторе достигнет значения H_{c1} . На рис. 2 показана полученная нами типичная зависимость величины отраженного слабого сигнала от мощности сигнала накачки, причем стрелками отмечены значения, при которых на резонансной кривой появляются пары ступенек. Видно, что усиление отсутствует при полях, меньших H_{c1} .

Авторы благодарны В.В.Мигулину за внимание к работе.

Физический факультет
Московского
государственного университета
им. М.В.Ломоносова

Институт радиотехники и электроники
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
30 января 1970 г.

Литература

- [1] A.S.Clorfeine. Appl. Phys. Lett., 4, 131, 1964; PIEEE, 52, 844, 1964; PIEEE, 53, 388, 1965; R.F.D'Aiello, S.J.Freedman. Appl. Phys. Lett., 9, 323, 1966; H.Zimmer. Appl. Phys. Lett., 10, 193, 1967; С.А.Песковацкий, Н.И.Еру, О.Н.Бурилович. Письма в ЖЭТФ, 6, 759, 1967.
- [2] P.Bura. Appl. Phys. Lett., 8, 155, 1966; Т.Е.Чурилов, В.М.Дмитриев, Ф.Ф.Менде, Е.В.Христненко, И.М.Дмитренко. Письма в ЖЭТФ, 6, 752, 1967.
- [3] M.Tinkham. Phys. Rev., 129, 2419, 1963; J.Pearl. Appl. Phys. Lett., 5, 65, 1964; J.Appl. Phys., 37, 4139, 1966; K.Maki. Ann. Phys., 34, 363, 1965; A.L. Fetter, P.C. Hohenberg. Phys. Rev., 159, 330, 1967.
- [4] G.Lasher. Phys. Rev., 154, 345, 1967.
- [5] А. Окайо, Л.Бараш. ТИРИ, 50, 2115, 1962.
- [6] К.К.Лихарев. Электродинамика сверхпроводящих пленок конечной ширины, Изв. Высш. Уч. зав., сер. Радиофизика, 13, 1970 (в печати).
-