

05.4;09

К вопросу о когерентном состоянии цепочки туннельных джозефсоновских переходов

© А.В. Арзуманов, В.К. Корнев, Г.А. Овсянников, А.Д. Маштаков

Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова
Институт радиотехники и электроники РАН, Москва

Поступило в Редакцию 22 декабря 1997 г.

Изучены области устойчивости когерентного режима джозефсоновской генерации в цепочке туннельных джозефсоновских переходов с нелокальным характером электродинамической связи путем численного моделирования динамики такой структуры в рамках макроскопической теории Вертхамера джозефсоновских переходов. Обсуждается возможность использования подобных систем для создания генераторов узкополосного электромагнитного излучения на частотах 1 THz.

Введение

Использование синхронных многоэлементных джозефсоновских структур вместо одиночных джозефсоновских элементов представляется весьма перспективным для создания на их основе фазированных генераторов узкополосного электромагнитного излучения субмиллиметрового и ближнего инфракрасного диапазонов длин волн.

В настоящее время можно сформулировать два основных требования к перспективным с прикладной точки зрения типам джозефсоновских многоэлементных синхронных структур: а) существование сильного

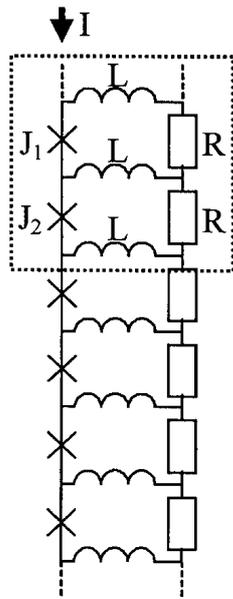


Рис. 1. Последовательная цепочка туннельных джозефсоновских элементов с RL -цепочкой нелокальной электродинамической связи. Пунктирной рамкой выделена элементарная ячейка структуры.

взаимодействия между джозефсоновскими элементами, которое бы обеспечивало максимальную устойчивость когерентного состояния к разбросу параметров элементов, и б) высокая частота когерентного режима генерации (порядка 1 THz и выше). Теоретический анализ многоэлементных джозефсоновских структур очень сложен, поэтому аналитические оценки были получены для элементарных ячеек таких структур лишь в пределе слабой электродинамической связи между джозефсоновскими элементами и в отсутствие у них собственной емкости [1]. В то же время отдельные численные расчеты [2] указывали на то, что именно при конечной собственной емкости джозефсоновских элементов, когда параметр Маккамбера $\beta \equiv (2e/\hbar)I_c R_N^2 C$ (здесь I_c — критический ток, R_N — сопротивление в нормальном состоянии, C — емкость) принимает значения, близкие к 1, осуществляется наиболее сильное взаимодействие между этими элементами. Отталкиваясь от этих

данных, в работе [3] был выполнен анализ ячеек с сильной электродинамической связью между джозефсоновскими элементами с $\beta \sim 1$ путем численного моделирования их динамики в рамках простейшей резистивной модели джозефсоновских элементов. Дальнейшее, более детальное, изучение этих структур позволило выяснить, что в цепочках с нелокальной электродинамической связью между джозефсоновскими элементами (рис. 1) возможно более сильное взаимодействие в области токов смещения $I < I_C$ (обратная ветвь гистерезисной части вольт-амперной характеристики) при значениях параметра Маккамбера $\beta \sim 10$, которые могут быть реализованы для нешунтированных туннельных джозефсоновских элементов на основе ниобия при плотности критического тока $j_c \approx 3\text{--}5 \text{ kA/cm}^2$ и площади джозефсоновского перехода $S \approx 10 \mu\text{m}^2$. Это побудило нас провести численное моделирование динамики указанной цепочки туннельных джозефсоновских элементов в рамках более точной для этого случая модели туннельных джозефсоновских элементов на основе теории Вертхамера [4]. Результаты исследования устойчивости когерентного режима джозефсоновской генерации в такой одномерной структуре излагаются в данной работе.

Область устойчивости когерентного состояния

Согласно аналитическим результатам для случая слабой электродинамической связи между джозефсоновскими элементами в ячейке одномерной структуры, синфазность генерации имеет место лишь при индуктивном характере мнимой части проводимости Y цепи связи, а область устойчивости когерентного состояния к разности критических токов пропорциональна $\text{Im}Y$ на частоте генерации [1]. При сильной связи, т.е. при малом импедансе цепи электродинамической связи, необходимо учитывать также импеданс самого джозефсоновского элемента. Поэтому численное моделирование динамики рассматриваемой одномерной структуры показало, что максимальная область устойчивости когерентного состояния при конечном значении импеданса цепи связи, сравнимом с импедансом джозефсоновского элемента, когда $r \equiv R/R_N \approx 0.7$, $l \equiv L/L_j \approx 0.5$, где $I_j = [(2e/\hbar)I_C]^{-1}$ — характерная индуктивность джозефсоновского перехода [3]. В этом случае имеет место достаточно сильное частотозависимое шунтирование джозефсоновских элементов импедансом цепи $z_s \equiv ZR_N = r + j\omega l$, где ω — частота Ω , нормированная на характерную частоту джозефсоновского перехода

1* Письма в ЖТФ, 1998, том 24, № 15

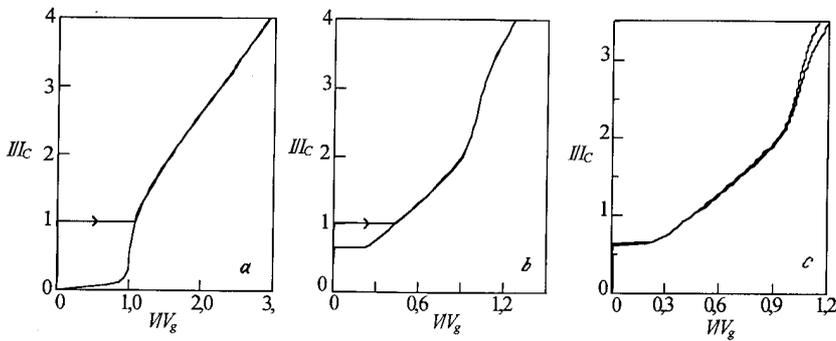


Рис. 2. Вольт-амперные характеристики одиночного туннельного элемента (а), туннельного элемента, зашунтированного RL -цепью при $r = 0.7$, $l = 0.5$ (b) и элементов в элементарной ячейке цепочки при $r = 0.7$, $l = 0.5$ и разности критических токов $\Delta I_c = 30\%$ (с). Напряжение V нормировано на щелевое напряжение V_g .

$\Omega_c = (2e/\hbar)I_c R_N$, которое наиболее сильно проявляется на постоянном токе (см. вольт-амперные характеристики джозефсоновских элементов на рис. 2).

Области существования когерентного режима джозефсоновской генерации в элементарной ячейке из двух джозефсоновских элементов на плоскости параметров ω и $\Delta i_c \equiv (I_{c1} - I_{c2}) / (I_{c1} + I_{c2})$ показаны на рис. 3 для $\beta = 10$ и различных значений параметров цепи связи r и t . В области плазменной частоты $\omega_p \equiv \beta^{1/2} \approx 0.3$ наблюдается максимальная устойчивость когерентного состояния к разбросу критических токов джозефсоновских элементов. В этой области даже при больших значениях Δi_c взаимодействие джозефсоновских переходов характеризуется большой амплитудой токов через крайние индуктивности цепи связи и относительно малой амплитудой тока через центральную индуктивность. Для цепочки в целом такая ситуация соответствует нелокальному характеру взаимодействия между джозефсоновскими элементами. В области более высоких частот основную роль играет локальный тип взаимодействия между джозефсоновскими элементами. В области более высоких частот основную роль играет локальный тип взаимодействия между джозефсоновскими элементами, который характеризуется суще-

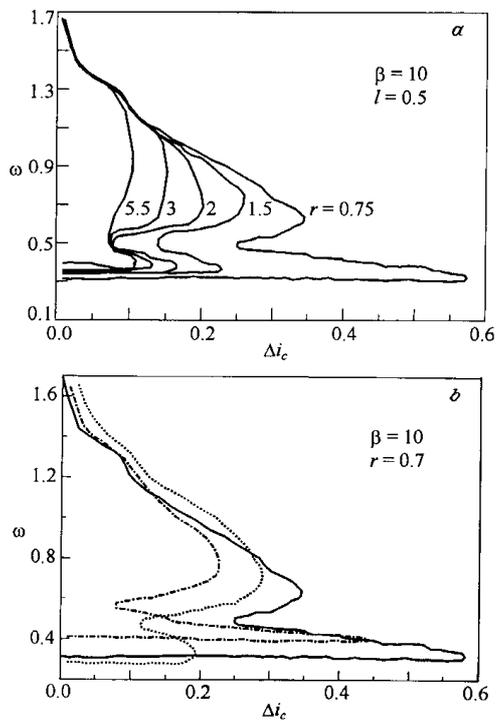


Рис. 3. Области существования когерентных состояний в элементарной ячейке исследуемой одномерной структуры при фиксированных значениях параметров l и β и различных значениях r (а), а также при фиксированных значениях r и β и различных значениях l (б), где штриховая линия соответствует $l = 0.1$, сплошная линия — $l = 0.5$, штрихпунктирная линия — $l = 4$.

ственно большей амплитудой тока через центральную индуктивность при тех же значениях Δi_c . В этой области максимальная устойчивость когерентного состояния к разбросу критических токов имеет место при частотах генерации $\omega \approx (2 \dots 3)\omega_p$.

В рамках резистивной модели зависимость величины максимально допустимой разности критических токов Δi_c джозефсоновских переходов в ячейке структуры от параметра Маккамбера имеет форму пологого максимума при $\beta \approx 5-16$; микроскопическая модель Вертхамера дает

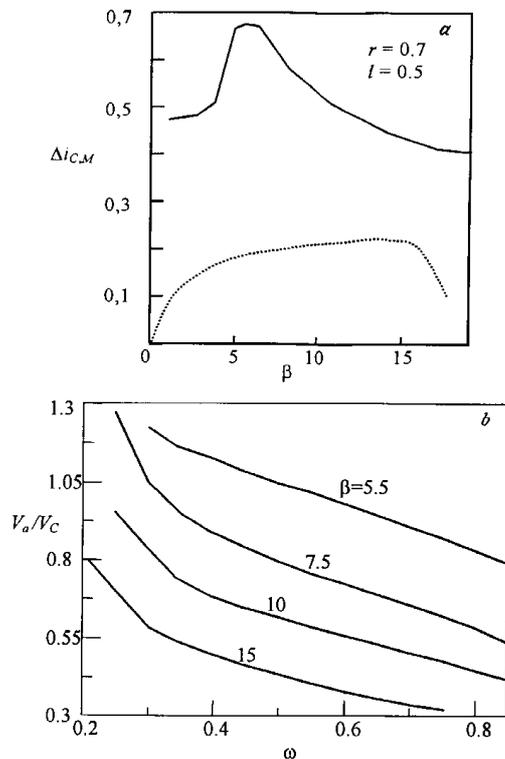


Рис. 4. *a* — зависимости максимально допустимой разности критических токов джозефсоновских элементов $\Delta i_c \equiv (I_{c1} - I_{c2}) / (I_{c1} + I_{c2})$ для когерентного состояния двухконтактной ячейки от величины параметра β при $r = 0.7$ и $l = 0.5$, рассчитанные в рамках модели Вертхамера (сплошная линия) и резистивной модели (пунктирная линия). *b* — зависимость амплитуды осцилляций напряжений на ячейке от частоты при $r = 0.7$, $l = 0.5$ и различных значениях параметра β .

более узкий экстремум при $\beta \approx 5-7$ (рис. 4, *a*). Несмотря на то что в последнем случае при $\beta > 10-15$ значение Δi_c может составлять еще десятки процентов, амплитуда синхронной генерации в пределах области синхронизации быстро уменьшается по мере увеличения β и частоты генерации ω (рис. 4, *b*). Следует отметить также, что разность

фаз джозефсоновской генерации внутри области синхронизации зависит от Δi_C и изменяется от 0 при $\Delta i_C = 0$ до $\pi/3$ на границе области. При этом фактор сложения амплитуд лежит в диапазоне от 1 до 0.5.

Современный уровень технологии формирования туннельных джозефсоновских переходов на основе ниобия позволяет обеспечить величину технологического разброса критических токов джозефсоновских переходов с $\beta \approx 6-10$ (площадь $S \approx 10 \mu\text{m}^2$), плотность критического тока $j_C \approx 3-5 \text{ A/cm}^2$, $V_C \approx 0.5-1 \text{ mV}$ в пределах одной подложки в достаточно узком диапазоне $\Delta I_C \approx 6-10\%$ [5]. Поэтому представляется вполне реалистичным создание на основе рассматриваемой одномерной джозефсоновской структуры перестраиваемого по частоте в 3-4 раза генератора узкополосного электромагнитного излучения в диапазоне частот до 1 THz.

Работа частично финансировалась по Государственной программе "Актуальные направления физики конденсированных сред" (проект № 98051) и Учебно-научному центру "Интеграция" (проект № 461).

Список литературы

- [1] *Jain A.K., Likharev K.K., Lukens J.E., Sauvageau J.E.* // Phys. Reports. 1984. V. 109. P. 309-426.
- [2] *Meyer H.-G., Krech W.* // Journ. of Appl. Phys. 1990. V. 68. P. 2868.
- [3] *Маштакова А.Д., Корнев В.К., Овсянников Г.А.* // Радиотехника и электроника. 1995. Т. 40. № 11. С. 1735-1741.
- [4] *Лихарев К.К.* // Введение в динамику джозефсоновских переходов. М.: Наука, 1985.
- [5] *Han S., Worsham A.H., Lukens J.E.* // IEEE Transaction on Applied Superconductivity. 1993. V. 3. P. 2489-2493.