

05.2;05.4

К ТЕОРИИ КОНВОЛЬВЕРА НА МАГНИТОСТАТИЧЕСКИХ ВОЛНАХ В СТРУКТУРЕ ФЕРРИТ-СВЕРХПРОВОДНИК II РОДА

© Н.И. Ползикова, А.О. Раевский

В настоящей работе рассматривается возможность реализации операции свертки двух сигналов за счет нелинейного взаимодействия магнитостатических спиновых волн (МСВ) в структуре феррит-сверхпроводник (СП). Нелинейное взаимодействие электромагнитных полей МСВ с СП происходит в результате движения вихрей магнитного потока в СП. Этот механизм является наиболее существенным для однородных пленок СП и в частотном диапазоне МСВ (1-30) ГГц.

Рассмотрим магнитный диэлектрик толщиной d и слой СП II рода толщиной b , прилегающие друг к другу (рис. 1). Это могут быть, например, эпитаксиальная ферритовая пленка и пленка высокотемпературного СП на соответствующих подложках. Внешнее магнитное поле $\mathbf{B}_0 = (0, B_0, 0)$ приложено перпендикулярно к поверхности раздела и удовлетворяет неравенству $H_{C1} \ll B_0 \ll H_{C2}$, где H_{C1} и H_{C2} — соответственно верхнее и нижнее критические поля СП II рода. Пусть МСВ распространяются в направлении Ox и имеют длины волн $\lambda \gg l$, где l — период решетки вихрей Абрикосова. Переменные электромагнитные поля $\delta\mathbf{V} = (\delta V_x, \delta V_y, 0)$ и $\delta\mathbf{E} = (0, 0, \delta E_z)$, сопровождающие МСВ, проникают в СП и индуцируют в нем переменный ток $\delta\mathbf{j} = (0, 0, \delta j_z)$. Если частота МСВ ω значительно превышает депиннингтовую частоту, то в СП возникает колебательное движение вихрей со скоростью $\delta\mathbf{v} = (\Phi_0 \delta j_z / c\eta, 0, 0)$, где Φ_0 — квант магнитного потока, η — коэффициент вязкого трения вихрей, c — скорость света. Это движение приводит к возникновению в СП нелинейного электрического поля

$$\mathbf{E}_{nt} = -[\delta\mathbf{v}, \delta\mathbf{V}] / c. \quad (1)$$

Рассмотрим далее две распространяющиеся навстречу амплитудно-модулированные волны $S_{1,2} = \sqrt{W_{1,2}(t)} \times \exp[i(\omega_{1,2}t - q_{1,2}x)]$ с частотами $\omega_1 = \omega_2 = \omega$, волновыми векторами $q_1 = -q_2 = q$ и мощностями $W_{1,2}(t)$. Согласно (1), электромагнитные поля одной волны могут взаимодействовать с колебаниями вихрей, созданными другой вол-

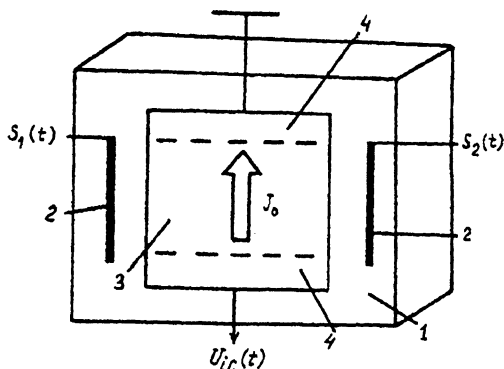


Рис. 1. Схема конвольвера на МСВ: 1 — магнитная пленка, 2 — преобразователи МСВ, 3 — сверхпроводящая пленка, 4 — интегрирующие участки.

ной. Вклад в поле, описывающий взаимодействие, имеет вид $\mathbf{E}_{\text{int}} \sim [\delta\mathbf{v}_1, \delta\mathbf{B}_2] + [\delta\mathbf{v}_2, \delta\mathbf{B}_1]$.

Если амплитуда колебаний вихрей мала по сравнению с длиной МСВ $\lambda = 2\pi/q$, то задача может быть решена в квазилинейном приближении. При этом $\delta\mathbf{v}_{1,2}$ и $\delta\mathbf{B}_{1,2}$ находятся из решения линейной задачи: линеаризованного уравнения прецессии намагниченности, уравнения движения вихрей и уравнений Максвелла [1,2]. В результате подстановки решения линейной задачи в (1) получаем $[\delta\mathbf{v}_1, \delta\mathbf{B}_2] = -[\delta\mathbf{v}_2, \delta\mathbf{B}_1]$, т. е. $\mathbf{E}_{\text{int}} = 0$, что является следствием симметрии задачи. Эта симметрия нарушается при пропускании по СП постоянного транспортного тока с плотностью $\mathbf{J} = (0, 0, -J_0)$, величина которого превышает величину критического тока, обусловленную пиннингом. При этом в СП возникает поток вихрей с постоянной скоростью $\mathbf{V}_0 = (J_0\Phi_0/c\eta, 0, 0)$ в направлении распространения волны. Далее мы будем рассматривать тонкие слои сверхпроводника и феррита, для которых справедливы следующие неравенства:

$$qd \ll 1, \quad q\Lambda \ll 1, \quad b \ll \Lambda, \quad b/q\Lambda^2 \ll 1, \quad (2)$$

где $\Lambda = (c^2/2\pi\delta_V\omega)^{1/2}$ — глубина проникновения электромагнитного поля в СП, $\delta_V \cong c^2\eta/V_0\Phi_0$ — эффективная проводимость СП. В этом случае распределение тока по поперечному сечению СП можно считать однородным, вихри — неискривленными, а групповую скорость МСВ $V_{gr} = \partial\omega/\partial q = V$ — не зависящей от волнового числа [3]. Реше-

ние линейной задачи в приближениях (2) дает

$$\delta v_{x,1,2} = \frac{\left(1 \pm \frac{V_0}{V_{ph}}\right)}{B_0} \cdot \sqrt{\frac{4\pi\omega}{a}} W_{1,2}(t) \cdot e^{i(\omega t \mp qx)}, \quad (3)$$

$$\delta B_{y,1,2} = \mp \frac{1}{V_{ph}} \cdot \sqrt{\frac{4\pi\omega}{a}} W_{1,2}(t) \cdot e^{i(\omega t \mp qx)}, \quad (4)$$

где $V_{ph} = \omega/q$ — фазовая скорость МСВ, a — ширина области СП, в которой происходит взаимодействие. Подставляя (3) и (4) в (1), получаем

$$E_{int}(x, t) = (C/a) \cdot \sqrt{W_1(t - x/V) \cdot W_2[t - (L - x)/V]} \cdot \exp(2i\omega t), \quad (5)$$

где L — продольный размер сверхпроводника в направлении Ox ,

$$C = (4\pi q/cB_0) \cdot (V_0/V_{ph}) \quad (6)$$

— константа межволнового взаимодействия. Функции интегрирующих электродов выполняют свободные от взаимодействия области СП пленки (рис. 1). В режиме холостого хода напряжение на пленке есть $U_{ic} = I_{cc} R_0$, где $R_0 = a \cdot (\sigma_B L b)^{-1}$ — сопротивление пленки СП в направлении Oy , а $I_{cc} = \sigma_B \cdot b \cdot \int_0^L E_{int} dx$ — ток короткого замыкания.

Из (5) получаем

$$U_{ic}(x, t) = (C/L) \cdot \exp(2i\omega t) \times \\ \times \int_0^L \sqrt{W_1(t - x/V) \cdot W_2[t - (L - x)/V]} \cdot dx. \quad (7)$$

Если длительность сигналов и интервал их следования таковы, что перекрытие происходит только под СП пленкой, то предел интегрирования можно устремить к ∞ , а член смещения L/V в (7) — опустить. Тогда из (7) имеем

$$U_{ic}(t) = \exp(2i\omega t) \cdot (4\pi q/cB_0) \cdot [V_0(J_0)/V_{ph}] \cdot (V/L) \cdot u(t) \quad (8)$$

$$u(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} \sqrt{W_1(t) \cdot W_2(2\tau - t)} d\tau. \quad (9)$$

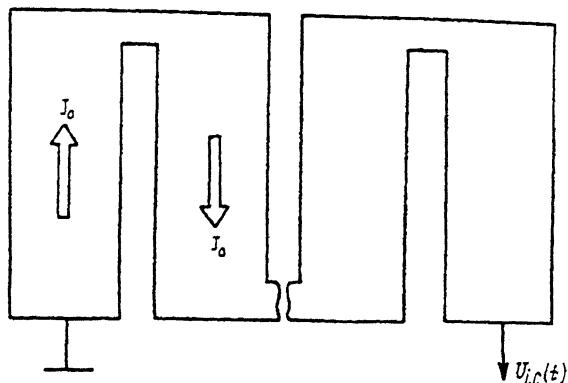


Рис. 2. Система сверхпроводящих полосок для свертки сигналов МСВ с одновременной компенсацией потерь.

Строго говоря, (8) не представляет собой истинную свертку сигналов, поскольку волны испытывают неодинаковое затухание (или усиление при $V_0 > V_{ph}$). Кроме того, в широкой СП пленке сложно создать однородное распределение плотности тока J_0 большой величины и обеспечить необходимый теплоотвод, а уменьшение L ведет к потере информационной емкости. Эти недостатки можно преодолеть, разбив пленку на ряд параллельных полосок. Для N периодически расположенных полосок, соединенных в структуру типа "меандр" с периодом $D \approx L$ (рис. 2) напряжение выходного сигнала есть

$$U_{ic}(t) = C \cdot \exp(2i\omega t) \cdot \sum_1^N \sqrt{W_1(t - x_n/V)} \cdot \sqrt{W_2[t - (x - x_n)/V]}, \quad (10)$$

где $\mathcal{L} = N \cdot L$ — длина системы полосок, x_n — координата центра n -й полоски. Во избежание потери информации, выборка должна производиться довольно часто, т. е. на длину огибающей сигнала должно приходиться минимум две полоски. Тогда суммирование в (10) можно заменить интегрированием и получить в результате формулы (8)–(9). В данном случае оба сигнала будут затухать или усиливаться в одинаковой степени, так как в соседних полосках ток протекает в противоположных направлениях. Таким образом, (9) представляет истинную свертку двух сигналов S_1 и S_2 , сжатую по времени в два раза.

Оценим внутреннюю эффективность конвольвера, приведенную к 1 мВт: $F = 10 \cdot \lg(W_C/W_1 \cdot W_2)$, где W_C , W_1 , W_2 есть мощности сигналов свертки и входных сигналов, выраженные в мВт. В режиме наилучшего согласования с нагрузкой $W_C = U_{ic}^2/4R$, где $R \cong N \cdot R_0$. Из (7), (8)

получаем $U_{ic} \sim C \cdot N \cdot \sqrt{W_1 \cdot W_2}$. Оценим величину константы C . Ограничения на волновое число q сверху задается принятыми приближениями (2). При $d \sim (1-10)$ мкм $q_{\max} \sim (10^2-10^3)$ см $^{-1}$. Ограничение снизу на величину магнитного поля определяется намагнитченностью насыщения феррита M_0 : $B_0 > 4\pi M_0$. При этом нижняя граничная частота МСВ $\omega_0 = \gamma \cdot (B_0 - 4\pi M_0)$. Для пленки чистого железоиттриевого граната (ЖИГ) при $T \sim 77$ К $4\pi M_0 \sim 2 \cdot 10^3$ Гс. Полагая, что $q/B_0 \sim (0.1-1)(\text{Гс} \cdot \text{см})^{-1}$, из (6) получаем $C \sim (10^{-2}-10^{-1}) \cdot (V_0/V_{\text{ph}})$ В/Вт. Тогда при $\sigma_B \cong 5 \cdot 10^6 (\text{Ом} \cdot \text{см})^{-1}$, $b \cong 10^{-4}$ см, $\mathcal{L} \cong 1$ см, $a \cong 1$ см величина эффективности $F \cong 40$ дБм.

Авторы благодарят Г.Д. Мансфельда и С.В. Боритко за интерес к работе и ценные замечания.

Работа частично поддержана грантами: РФФИ (№ 95-02-05465а) и Научного совета по ВТСП (№ 94-002).

Список литературы

- [1] Попков А.Ф. // Письма в ЖТФ. 1989. Т. 15. В. 5. С. 9-14.
- [2] Polzikova N.I., Raevskii A.O. // J. Adv. Sc. 1992. V. 4. N 3. P. 197-204.
- [3] Ползикова Н.И., Раевский А.О. // Письма в ЖТФ. 1994. Т. 20. В. 19. С. 24-29.

Поступило в Редакцию
10 октября 1995 г.