

ТЕПЛОТВОД В МНОГОСЛОЙНЫХ СВЕРХПРОВОДЯЩИХ
УСТРОЙСТВАХ

Н.И. Назаров

Сверхпроводящее тонкопленочное устройство большого объема представляет собой ряд помещенных в гелиевую ванну подложек с нанесенными на них схемами. Сама пленочная схема в данном случае занимает очень небольшую часть объема. В связи с этим представляется перспективной возможность сокращения габаритов устройства за счет уменьшения числа подложек при напылении на каждую из них нескольких схемных слоев, разделенных изолирующими и экранирующими пленками. Под схемным слоем понимается напыленная из нескольких чередующихся между собой изоляционных и металлических пленок часть устройства, которая была бы ранее нанесена на отдельную подложку.

В таких устройствах отвод тепла от внутренних слоев ухудшается и возникает вопрос о перепаде температуры между внутренними и соприкасающимися с гелием слоями. Целью работы является определение максимального числа схемных слоев, допускающих перегрев устройства ниже заданной температуры при определенной выделяемой мощности.

Градиент температуры по толщине многослойной структуры можно оценить двумя методами. Первый основан на том, что в толстой слоистой структуре свободный пробег фононов мал по сравнению с её толщиной, поэтому структуру можно считать однородным телом и описать распределение температуры классическим уравнением теплопроводности; к отдельным пленкам такой подход неприменим, так как их тепловое сопротивление обусловлено главным образом границами и не зависит от толщины пленок [1]. Второй метод использует тот факт, что прохождение тепла через пленочную структуру сопровождается появлением конечных скачков температуры на границах пленок [2]; суммируя эти скачки, можно получить некоторое представление о перегреве устройства.

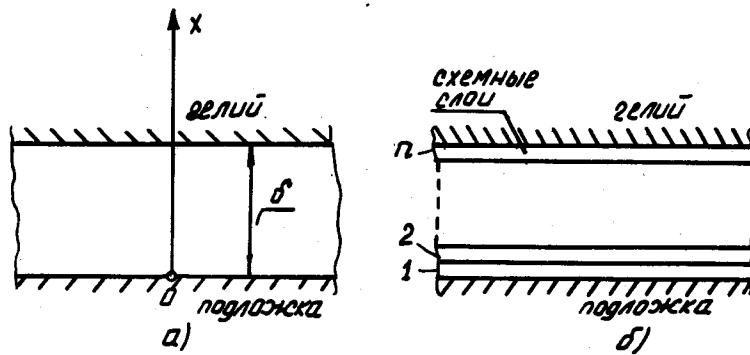


Рис. 1.

При расчете по первому методу модель устройства имеет вид, показанный на рис. 1 а. Стационарное распределение температуры по толщине структуры описывается одномерным дифференциальным уравнением:

$$\frac{d^2\theta}{dx^2} + \frac{Pn}{k\delta} = 0, \quad (I)$$

где θ - превышение температуры пленок над температурой гелиевой ванны;

n - число схемных слоев;

δ - толщина многослойной структуры;

k - коэффициент теплопроводности структуры;

P - мощность, выделяемая в одном схемном слое на единицу площади. Она не равна отношению выделяемой одним эле-

ментом вычислительной среды мощности к площади элемента, так как тепло выделяется в худшем случае в единственном вентиле криотрона и отводится в гелий только через часть площади элемента. При некоторых допущениях P равно отношению выделяемой одним элементом мощности к эффективной площади теплоотвода в гелий.

Предположим, что поток тепла через подложку отсутствует. Это справедливо для толстых стеклянных подложек [2]. Если через подложку уходит такое же количество тепла, как и непосредственно в гелий, то из-за линейности уравнения (I) максимальная разность температур в структуре уменьшится вдвое. При этом предположении граничные условия для (I) имеют вид:

$$k \frac{d\theta}{dx} \Big|_{x=0} = 0, \quad -k \frac{d\theta}{dx} \Big|_{x=\delta} = h_2(\Delta T) \cdot \Delta T, \quad (2)$$

где ΔT - скачок температуры на границе твердое тело - жидкий гелий, $h_2(\Delta T)$ - зависящий от скачка температуры коэффициент теплообмена на границе.

Для границы монокристалл кремния - жидкий гелий экспериментальные результаты работы [3] могут быть выражены зависимостью

$$h_2(\Delta T) = \alpha \cdot \Delta T, \quad \alpha = \text{const} = 0,44 \frac{\text{Вт}}{\text{см}^2 \text{град}^2}. \quad (3)$$

Эта зависимость получена для $0,04^\circ\text{К} < \Delta T < 0,05^\circ\text{К}$; тем не менее, будем считать, что она верна и для скачков температуры $\Delta T < 0,04^\circ\text{К}$. Именно такие перепады можно считать допустимыми в практических устройствах, работающих на $0,2-0,3^\circ\text{К}$ ниже критической температуры олова.

Решение уравнения (I) с условиями (2) и с условием

$$\theta(\delta) = \Delta T$$

имеет вид:

$$\theta(x) = \frac{Pn\delta}{2k} \left(1 - \frac{x^2}{\delta^2}\right) + \Delta T,$$

а максимальное превышение температуры равно

$$\theta_{\text{max}} = \frac{Pn\delta}{2k} + \Delta T \quad (4)$$

Скачок температуры на границе зависит от потока мощности в гелий. Так как все тепло уходит в одну сторону, то по определению

$$n \cdot P = h_2(\Delta T) \cdot \Delta T. \quad (5)$$

Используя (4), (5), условие $\theta_{max} < \Delta T_0$ (ΔT_0 — допустимый перегрев пленок) и ограничиваясь членами третьего порядка малости по $h_2(\Delta T) \delta k^{-1}$, получаем неравенство

$$P < \frac{\Delta T_0}{n} \cdot h_2(\Delta T_0) \cdot \left[1 - \frac{h_2(\Delta T_0)}{k/\delta} \right]. \quad (6)$$

Из полученного выражения видно, что пока тепловое сопротивление границы с жидким гелием велико по сравнению с тепловым сопротивлением структуры, величина выделяемой мощности ограничена только теплоотводом в гелий, а свойства структуры не имеют существенного значения.

Второй метод использует суммирование тепловых сопротивлений. Такое суммирование неприменимо к отдельным пленкам, потому что из-за большой длины свободного пробега фононов тепловое сопротивление структуры оказывается меньше суммы тепловых сопротивлений границ [4]. Мы будем суммировать тепловые сопротивления отдельных схемных слоев, считая их толщину достаточно большой.

Падение температуры $\Delta \theta_i$ на i -м слое (рис. 1б) при отсутствии теплоотвода в подложку определяется из выражения:

$$i \cdot P = h_{cn} \cdot \Delta \theta_i,$$

где h_{cn} — коэффициент теплообмена через один схемный слой, а максимальное превышение температуры в структуре равно

$$\theta_{max} = \Delta T + \sum_{i=1}^n \Delta \theta_i \approx \Delta T + \frac{P n^2}{2 h_{cn}}. \quad (7)$$

Используя (3), (5), (7), условие $\theta_{max} < \Delta T_0$ и считая, что тепловое сопротивление всей структуры меньше теплового сопротивления границы с гелием (в этом случае выражение имеет простой вид), получим приближенно:

$$P < \frac{\Delta T_0}{n} \cdot h_2(\Delta T_0) \cdot \left[1 - \frac{h_2(\Delta T_0)}{h_{cn}/n} \right]. \quad (8)$$

Из сравнения (6) и (8) вытекает равенство

$$k = h_{cn} \cdot \frac{\delta}{n},$$

показывающее относительно низкую теплопроводность многослойной структуры.

Коэффициент теплообмена h_{cn} , по-видимому, близок к величине $1 \frac{\text{Вт}}{\text{см}^2 \text{град}}$, если учесть, что для пленки монооксида кремния при $3,5^\circ\text{К}$ он равен $1,8 \frac{\text{Вт}}{\text{см}^2 \text{град}}$ [2], а для трехслойной структуры $1,7 \frac{\text{Вт}}{\text{см}^2 \text{град}}$ [5].

Для оценки эффективной площади теплоотвода рассмотрим упрощенную задачу. Пусть некоторый объем структуры в виде цилиндра прогреет до температуры $\Delta \theta_0$ (рис. 2), теплоотвод в подложку отсутствует, а в гелий происходит по закону (3). В этом случае распределение температуры в плоскости подложки описывается уравнением в полярных координатах:

$$\frac{d^2 \theta}{dz^2} + \frac{1}{z} \frac{d\theta}{dz} = \frac{a}{k_0 \delta} \theta^2 \quad (9)$$

с краевыми условиями

$$\theta(z_0) = \theta_0, \quad \theta(\infty) = 0,$$

где k_0 — коэффициент теплопроводности структуры в плоскости подложки, в общем случае не равный коэффициенту теплопроводности перпендикулярно плоскости подложки.

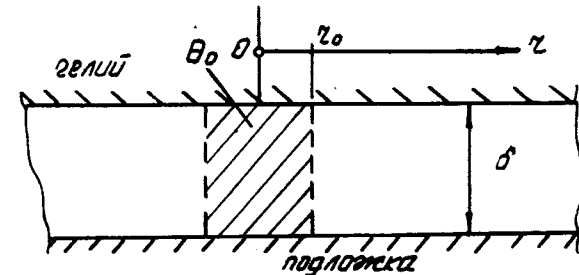


Рис. 2.

Уравнение (9) аналитически не решается. Численное решение уравнения при значениях параметров $\tau_0 = 0,01$ см,

$$\alpha = 0,44 \frac{\text{Вт}}{\text{см}^2 \cdot \text{град}}, \theta_0 = 0,02^\circ\text{К}, \delta = 0,01 \text{ см}, K_0 = 0,2 \frac{\text{Вт}}{\text{см} \cdot \text{град}}$$

[6] дает распределение температуры, из которого следует величина эффективной площади рассеяния $S_{\text{эфф}} = 0,02 \text{ см}^2$, что соответствует эффективному радиусу прогрева $r_{\text{эфф}} = 0,8 \text{ мм}$. Эффективная площадь отвода тепла увеличивается при применении подложек с хорошей теплопроводностью [3].

Если считать, что в каждом такте работы элементов среды производится запись-стирание тока в контур с индуктивностью, равной удвоенной индуктивности сетки, то в каждом такте в вентиле криотрона будет выделяться энергия $2 \cdot 10^{-12}$ Дж, $8 \cdot 10^{-14}$ Дж, $2 \cdot 10^{-14}$ Дж при ширинах вентиля 1 мм, 0,2 мм, 0,1 мм, соответственно [7].

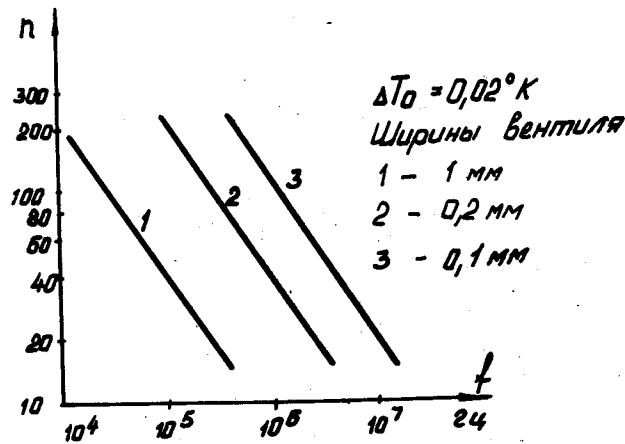


Рис. 3.

На рис. 3 показана зависимость допустимого числа схемных слоев в структуре от частоты, при которой работает устройство, для нескольких ширин вентиля и для допустимого перегрева $0,02^\circ\text{К}$. Расчет производился по второму методу при $h_{\text{ср}} = 1 \frac{\text{Вт}}{\text{см} \cdot \text{град}}$.

Допустимое число слоев может быть увеличено за счет отвода части тепла в гелий через подложку, за счет увеличения эф-

фективной площади рассеяния при использовании подложек с хорошей теплопроводностью, а также если учитывать, что не все элементы среды при работе рассеивают энергию.

Л и т е р а т у р а

1. R.E.Jones, W.B.Pennebaker. Temperature transients in thin films.—Cryogenics, 1963, 3, 4, pp. 215-219.
2. D.Griffiths, R.Wotton. Thermal transfer coefficients for thin film structures at liquid helium temperature.—British Journal of Applied Physics, 1966, 17, 4, pp. 535-540.
3. H.Sobol. Time average thermal properties of a computer utilizing thin-film superconducting elements.—IRE Transactions on Electronic Computers, 1962, EC-II, 2, pp. 200-212.
4. V.E.Holt. Thermal resistivity at interfaces between metal and dielectric films at 1,5° to 4,2°K.—Journal of Applied Physics, 1966, 37, 2, pp. 798-802.
5. H.Seki, J.Ames. Effective thermal conductance from a thin film into liquid helium.—Journal of Applied Physics, 1964, 35, 7, pp. 2069-2073.
6. R.F.Broom, E.H.Rhoderick. Thermal propagation of a normal region in a thin superconducting film and its application to a new type of bistable element.—British Journal of Applied Physics, 1960, 11, 7, pp. 292-296.
7. О.Л.Бэндман. Пути технической реализации вычислительной среды на криотронах.—Отчет I. ИУ.20, ИМ СО АН СССР, Новосибирск, 1966.