

Теоретические основания для конструирования мощных полупроводниковых терморезисторов.

Н.П. Воронова, В.А. Осипов, М.А. Трубицин

Ростовский государственный университет путей сообщения

Аннотация: Проблема создания полупроводниковых терморезисторов (ПТР), способных рассеивать большое количество тепла является актуальной задачей полупроводниковой техники. В статье проведен краткий анализ возможностей использования мощных ПТР, исследована картина распределения тепловых полей в массе терморезистора при определенных граничных и начальных условиях. Показано, что при подборе материала терморезистора необходимо особое внимание уделять удельной теплопроводности материала.

Ключевые слова: Терморезисторы большой мощности, плотность тока, моделирование теплопроводность, энергетический баланс, критерии подобия

Возможности использования мощных полупроводниковых терморезисторов (ПТР) весьма велики, причем устройства этого типа отличаются, как правило, простотой относительно быстрым действием, малыми габаритами [1-2].

Достоинствами конструкции являются экономия материала, и достижение малой величины постоянной времени. Постоянная времени, при естественном охлаждении в спокойном воздухе составляет 90сек и резко сокращается при принудительном охлаждении [3]. Так, например, при скорости воздуха в охлаждающих каналах около $20 \div 25 \text{ м/сек}$ (при температуре 20°C) образцы успевают остыть от 450°C до 30°C за время $20 \div 25 \text{ сек}$.

Регулируя скорость охлаждающего воздуха, можно в значительной степени изменять теплоотдачу и, как следствие этого, вольт-амперную и ом-секундную характеристики, постоянную времени охлаждения или нагревания, рабочую характеристику, рабочую температуру при заданном токе и т.д, иначе говоря весь режим работы ПТР. Однако разработка различных схем с мощными

ПТР в значительной мере препятствует отсутствию теории работы ПТР с относительно большой массой.

Теория работы полупроводника описывается системой сложных дифференциальных уравнений в частных производных, которые сложно решаются аналитически и трудно моделируются [4].

При решении задачи о работе ПТР интересует распределение температур по массе ПТР в функции координат и времени. Исследования показали, что возможны такие режимы охлаждения ПТР, при которых нарушается устойчивость как в переходных, так и в стационарных режимах

Рассмотрим теоретические основания для исследования вопроса об устойчивости работы ПТР.

К образцу приложено напряжение U и следовательно, происходит его нагревание протекающим током. Боковые грани охлаждаются потоком воздуха. Торцевые грани, а также верхнюю и нижнюю, будем считать неохлаждаемыми, т.к. в действительности теплоотдача от этих поверхностей мала.

Будем также считать, что по высоте элемента условия нагревания и охлаждения везде одинаковы. Это упрощение допустимо, так как позволяет наиболее четко выявить зависимость устойчивости от режима охлаждения. Теплопроводность полупроводника как известно складывается из двух частей: теплопроводности электронной (которая зависит от температуры) и теплопроводности фотонной – не зависящей от температуры. Так как исследуемые образцы имеют удельное сопротивление больше $0,004 \text{ Ом} \cdot \text{см}$, то их электронная теплопроводность очень мала по сравнению с фотонной (рис.1).

Будем считать систему симметричной относительно плоскости XOZ . Выделим произвольно расположенный элемент полупроводника с гранями dx, dy, dz и составим для него уравнение энергетического баланса [5,6].

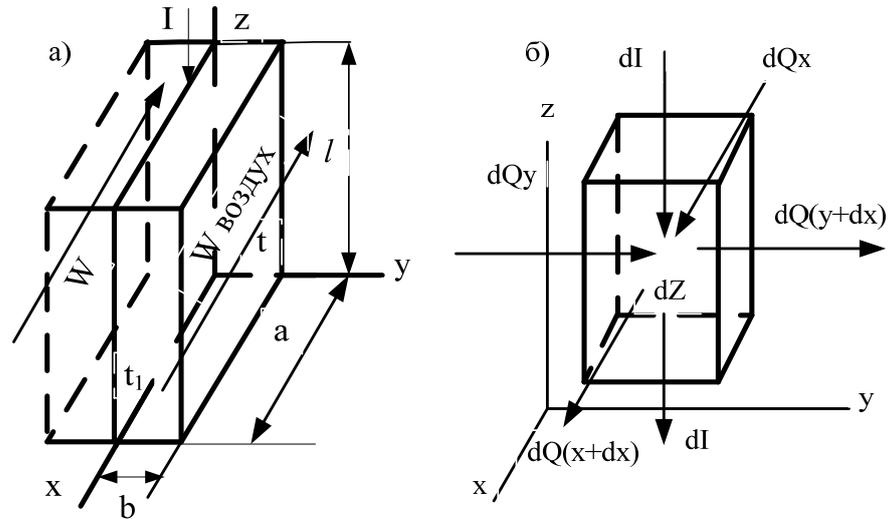


Рис.1 Фрагмент терморезистора
 а) образец ПТР; б) расчетная схема ПТР

1. Тепло выделяемое током за время $d\tau$

$$dQ_1 = \delta^2 \rho dV d\tau$$

т.к. $\delta = \frac{dI}{dx dy} = \frac{U dx dy}{\rho I dx dy} = \frac{U}{\rho I}$

где $dI = \frac{U dx dy}{\rho I}$,

то $dQ = \frac{U^2 dV}{\rho I^2} d\tau$

Здесь : δ – плотность тока;

ρ – удельное сопротивление;

U – напряжение приложенное к верхней и нижней грани;

dV – элементарный объем

τ – время

2. Тепло, передаваемое через элемент параллельно оси x за счет теплопроводности за время $d\tau$

$$dQ_2 = dQ_x - dQ_{(x+dx)}$$

$$dQ_x = -\lambda \left(\frac{\partial T}{\partial x} \right)_{(x+dx)} dy \cdot dz \cdot dr$$

$$dQ_{(x+dx)} = -\lambda \left(\frac{\partial T}{\partial x} \right)_{(x+dx)} dy \cdot dz \cdot dr$$

$$dQ_2 = -\lambda dy \cdot dz \cdot dr \left[\left(\frac{\partial T}{\partial x} \right)_x - \left(\frac{\partial T}{\partial x} \right)_{(x+dx)} \right] d\tau = \lambda \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} dV d\tau$$

где λ – удельная теплопроводность материала;

T – температура полупроводника в $^{\circ}K$.

3. Тепло передаваемое через элемент параллельно оси u за счет теплопроводности за время $d\tau$. Аналогично п.2

$$dQ_3 = \lambda \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} dV \cdot d\tau$$

4. Тепло аккумулируемое в элементарном объеме за то же время :

$$dQ_4 = C_n \gamma_n \frac{dT}{dr} dV \cdot d\tau,$$

где C_n – весовая теплоемкость полупроводника;

γ_n – удельный вес полупроводника;

5. Энергетический баланс $dQ_1 + dQ_2 + dQ_3 = dQ_4$, или после подстановки и преобразований получим :

$$\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} = \frac{C_n \cdot \gamma_n}{\lambda} \frac{\partial T}{\partial \tau} - \frac{U^2}{\rho \lambda l^2} .$$

Так как в первом приближении $\rho = \rho_{\infty} e^{B/t}$, то

$$\nabla^2 T = \frac{C_n \cdot \gamma_n}{\lambda} \frac{\partial T}{\partial \tau} - \frac{U^2}{\rho_{\infty} \lambda l^2} e^{B/t},$$

где B – постоянная, зависящая от материала проводника ($^{\circ}K$),

$\nabla^2 T$ – оператор Лапласа при $\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} = 0$.

Полученное уравнение является дифференциальным уравнением полупроводника.

Для возможности решения этого уравнения определим граничные и начальные условия.

Граничные условия можно сформулировать следующим образом : все тепло выделяемое током отдается воздуху от боковых граней ПТР и частично аккумулируется материалом ПТР [7,8].

1. Тепло, выделяемое током за время $d\tau$ в одной половине ПТР

$$dQ_1' = U^2 \cdot g \cdot d\tau .$$

Электропроводность половины ПТР :

$$g = \int_0^a \int_0^b \frac{dx dy}{\rho I} = \int_0^a \int_0^b \frac{dx dy}{I \rho_\infty} \cdot e^{-B/t} ,$$

$$dQ_1' = \frac{U^2}{\rho_\infty I} \int_0^a \int_0^b e^{-B/t} d\tau dx dy .$$

где a, b – линейные размеры терморезистора.

2. Тепло отданное воздуху половиной ПТР за время $d\tau$,

$$dQ_2' = \alpha_2 I \int_0^a (T_B - t) dx d\tau ,$$

где α_2 – коэффициент теплопередачи от стенки ПТР к воздуху;
 t – температура воздуха.

3. Тепло, аккумулированное половиной образца за время $d\tau$

$$dQ_3' = C_n \cdot \gamma_n \cdot I \int_0^a \int_0^b \frac{\partial T}{\partial \tau} d\tau dx dy$$

4. Баланс тепла

$$\frac{U^2}{\rho_\infty I} \int_0^a \int_0^b e^{-B/t} \cdot d\tau dx dy = \alpha_2 I \int_0^a (T_B - t) dx d\tau + C_n \cdot \gamma_n \cdot I \int_0^a \int_0^b \frac{\partial T}{\partial \tau} d\tau dx dy$$

или

$$\frac{U^2}{\rho_{\infty} I} \int_0^a \int_0^b e^{-B/\tau} dx dy = \alpha_2 I \int_0^a (T_B - t) dx + C_n \cdot \gamma_n \cdot I \int_0^a \int_0^b \frac{\partial T}{\partial \tau} dx dy$$

Это выражение, является уравнением граничных условий, для упрощения воспользуемся дифференциальным уравнением

$$\nabla^2 T = \frac{C_n \cdot \gamma_n}{\lambda} \frac{\partial I}{\partial \tau} - \frac{U^2}{\rho_{\infty} \lambda I^2} e^{B/t}, \text{ отсюда}$$

$$e^{-B/t} = \frac{\rho_{\infty} \lambda I^2 \cdot C_n \cdot \gamma_n}{U^2} \frac{\partial T}{\partial \tau} - \frac{\rho_{\infty} \lambda I^2}{U^2} \nabla^2 T$$

Подставив это выражение в уравнение граничных условий, получим :

$$-\int_0^a \int_0^b \nabla^2 T dx dy = \frac{\alpha_2}{\lambda} \int_0^a (T_B - 1) dx$$

или

$$-\int_0^a \int_0^b \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} - \int_0^a \int_0^b \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} dx dy = \frac{\alpha_2}{\lambda} \int_0^a (T_B - t) dx$$

Интегрируем

$$-\int_0^a \int_0^b \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} - \int_0^b \left| \frac{\partial T}{\partial x} \right|_0^b dy - \int_0^a \left| \frac{\partial T}{\partial y} \right|_0^b dx = \frac{\alpha_2}{\lambda} \int_0^a (T_B - t) dx$$

Линии тепловых токов в образце [8-12] распределяются в соответствии с рис.2, следовательно, можно считать, что

$$\left| \frac{\partial T}{\partial x} \right|_{x=a} = 0 \text{ и } \left| \frac{\partial T}{\partial y} \right|_{y=0} = 0$$

$$\text{Отсюда } \int_0^b \left| \frac{\partial T}{\partial x} \right|_{x=0} dy - \int_0^a \left| \frac{\partial T}{\partial y} \right|_{y=b} dx = \frac{\alpha_2}{\lambda} \int_0^a (T_B - t) dx$$

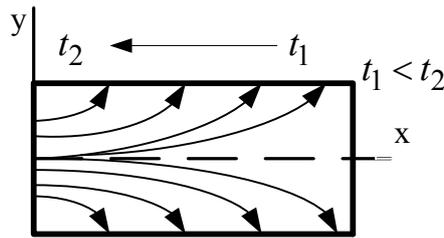


Рис.2 Распределение тепловых токов в образце ПТР

Так как в начальный момент времени (в момент включения напряжения) температура во всех точках полупроводника одинакова и равна T_0 , она не является функцией координат x и y , т.е. при $\tau = 0, U = 0, T = T_0 \neq f(x, y, z)$.

Следовательно:

$$\left. \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} \right|_{\tau=0} = 0; \quad \left. \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} \right|_{\tau=0} = 0.$$

Подставляя эти выражения в дифференциальное уравнение получим :

$$\left. \frac{\partial T}{\partial \tau} \right|_{\tau=0, T=T_0} = 0$$

Это и является выражением начальных условий. Таким образом, состояние системы описывается системой уравнений :

$$\nabla^2 T = \frac{C_n \cdot \gamma_n}{\lambda} \frac{\partial I}{\partial \tau} - \frac{U^2}{\rho_\infty \lambda I^2} e^{B/t}$$

$$\int_0^b \left. \frac{\partial T}{\partial x} \right|_{x=0} dy - \int_0^a \left. \frac{\partial T}{\partial y} \right|_{y=b} dx = \frac{\alpha_2}{\lambda} \int_0^a (T_B - t) dx$$

$$\left. \frac{\partial T}{\partial \tau} \right|_{\tau=0, T=T_0} = 0$$

Система полученных уравнений имеет большое значение в трех отношениях:

- 1) по результатам решения можно построить расчетные кривые;

2)используя теорию физического подобия можно на основании этих уравнений производить моделирование тепловых процессов, протекающих в полупроводниках;

3)на основании теории математического подобия можно получать комплексы (критерии подобия), из которых состоит интеграл уравнений. Зная эти комплексы, можно выяснить, как влияют те или иные величины на устойчивость процесса.

Исследования показали, что для улучшения распределения температур по сечению ПТР выгодно увеличивать коэффициенты λ и ρ_{∞} . Так как для полупроводников ρ_{∞} и λ есть величины обратно пропорциональные, что при подборе материала (так как ρ_{∞} мало) главное внимание необходимо уделять коэффициенту λ .

Можно прибегнуть (и это оказалось технически выгодным) к искусственному увеличению теплопроводности за счет дополнительных включений и специальных конструкций.

Литература

1. Шефтель, И. Т. Терморезисторы. М.: Наука, 1973. 416 с.
 2. Геращенко О.А. Температурные измерения: справочник. Киев: Наукова думка, 1984. 494 с.
 3. Воронова Н.П., Трубицин М.А. Электрофизические и тепловые характеристики полупроводниковых термосопротивлений коаксиального типа // Инженерный вестник Дона, 2018, №2. URL:ivdon.ru/ru/magazine/archive/n2y2018/4823
 4. Воронова Н.П., Трубицин М.А., Безуглый А.В. Теоретические обоснования работы и конструктивные особенности сильноточных терморезисторов коаксиального типа // Инженерный вестник Дона, 2016, №2. URL: ivdon.ru/ru/ magazine/archive/n2y2016/3598
-

5. Шатров М.Г. Теплотехника. М.: Academia, 218. 384 с.
6. Блейкмор Дж. Физика твердого тела. М.: Мир. – 1988. – 608с.
7. Басалаев Ю.М., Додонов В.Г., Поплавной А.С. Методы исследования структуры твердых тел. // Томск: издательство Томского государственного педагогического университета, 2008. С. 136.
8. Henry, M.P., Clarke D.W. The self-validating sensor: rationale, definitions and examples – Oxford: Department of Engineering Science, 1993.585-610 pp.
9. Ohno S. Electrical properties of liquid Si and liquid Au-Si alloys J. Physical Society of Japan.Vol. 72.2003 pp.352-356.
10. Веников В.А. Теория подобия и моделирования применительно к задачам электротехники. М.: Высшая школа, 1984. 510 с.
11. Пупко В.В., Попивненко В.В. К расчету пускорегулирующих терморезисторных устройств // Известия вузов "Электромеханика".1979. №9. С.26-32.
12. Воронова, Н.П., Соловьев Г.Е., Безуглый А.В. Синтез пусковых реостатов на полупроводниковых термосопротивлениях для электроподвижного состава: монография; ФГБОУ ВПО РГУПС. – Ростов н/Д, 2014. – 103 с.: – с. 99-100.

References

1. Sheftel', I. T. Termorezistory [Thermoresistors.] М, Nauka, 1973. 416 p.
2. Gerashhenko O.A. Temperaturnye izmereniya [Temperature measuring: reference book] spravochnik. Kiev. Naukova dumka, 1984. 494 p.
3. Voronova N.P., Trubicin M.A., Inzhenernyj vestnik Dona. 2018, №2. URL:ivdon.ru/ru/magazine/archive/n2y2018/4823
4. Voronova N.P., Trubicin M.A., Bezugly`j A.V. Inzhenernyj vestnik Dona. 2016, №2. URL:ivdon.ru/ru/magazine/ archive/n2y2016/3598



5. Shatrov M.G. Teplotexnika [Thermotechnics]. M.: Academia, 218. 384 p.
6. Blejkmor Dzh. Fizika tverdogo tela [Solid state physics]. M.: Mir.1988. 608p.
7. Basalaev Yu.M., Dodonov V.G., Poplavnoj A.S. Metody` issledovaniya struktury` tverdyy`x tel [Methods of studying the structure of solids].Tomsk: izdatel'stvo Tomskogo gosudarstvennogo pedagogicheskogo universiteta. 2008. p. 136.
8. Henry, M.P., Clarke D.W. The self-validating sensor: rationale, definitions and examples – Oxford: Department of Engineering Science, 1993.585-610 pp.
9. Ohno S. Electrical properties of liquid Si and liquid Au-Si alloys J. Physical Society of Japan. Vol. 72.2003 pp. 352-356
10. Venikov V.A. Teoriya podobiya i modelirovaniya primenitel'no k zadacham e`lektrotexniki. [The theory of similarity and modeling as applied to problems of electrical engineering]. M.: Vy`sshaya shkola, 1984. 510 p.
11. Pupko V.V., Popivnenko V.V. Izvestiya vuzov "E`lektromexanika". 1979. №9. p. 26-32.
12. Voronova N.P., Solov'ev G.E., Bezuglyy A.V. Sintez puskovykh reostatov na poluprovodnikovyykh termosoprotivleniyakh dlya elektropodvizhnogo sostava [Rheostatic starter synthesis with semiconducting thermistors for electrical rolling stock]: monografiya; FGBOU VPO RGUPS. Rostov n/D, 2014. 103 p.: il. Bibliog.: pp. 99-100.