

Д. ф.-м. н. В. В. УСОВ, к. ф.-м. н. Н. М. ШКАТУЛЯК

Украина, г. Одесса, Южно-Украинский гос. педагогический
ун-т им. К. Д. Ушинского
E-mail: valentin_usov50@mail.ru

Дата поступления в редакцию
02.03 2004 г.

Оппонент к. т. н. В. Е. ТРОФИМОВ
(ОНПУ, г. Одесса)

ИССЛЕДОВАНИЕ АНИЗОТРОПИИ ТЕПЛОПРОВОДНОСТИ ДЕФОРМИРОВАННЫХ МЕДНЫХ ПЛАСТИН

При расчетах тепловых режимов работы элементов РЭА, установленных на медных пластинчатых радиаторах, следует учитывать анизотропию теплопроводности медной пластины.

Элементы радиоэлектронной аппаратуры с целью охлаждения часто устанавливают на пластинчатых радиаторах из листовой катаной электролитической меди. При расчетах тепловых режимов работы таких элементов принимается, что теплопроводность медной пластины изотропна, т. к. согласно классическим представлениям [1, 2] металлы с кубической решеткой, не имеющие дефектов кристаллического строения, являются изотропными по электрическим и тепловым свойствам. В то же время экспериментально установлено [3], что после значительных степеней деформации по толщине ($\epsilon > 60\%$) даже металлы и сплавы с кубической решеткой проявляют анизотропию электрических и тепловых свойств, которая имеет фрактальную природу. Так, например, в меди после прокатки на 95% по толщине электропроводность в направлении прокатки на 7% меньше, чем в поперечном направлении.

В настоящей работе проведено исследование распределения температуры в тонкой медной пластине после прокатки с целью определения величины анизотропии теплопроводности.

Любой механизм, вызывающий анизотропию электропроводности, теоретически должен сходным образом влиять и на теплопроводность [4], по крайней мере пока справедлив закон Видемана–Франца. В обычных чистых металлах почти весь тепловой поток связан, как правило, с электронами [4, 5], а не с фононами, т. е. тепловыми колебаниями решетки. При комнатных температурах (≈ 300 К), близких к температуре Дебая, решеточная теплопроводность составляет всего лишь несколько процентов от полной теплопроводности нормального металла [4, с. 132].

Так как измерение теплопроводности гораздо сложнее и менее надежно, чем измерение электропроводности, воспользуемся тем, что закон Видемана–Франца при указанных значениях температуры позволяет в известной мере перенести закономерности, найденные для электропроводности, на явления теплопроводности [5, с. 154–172].

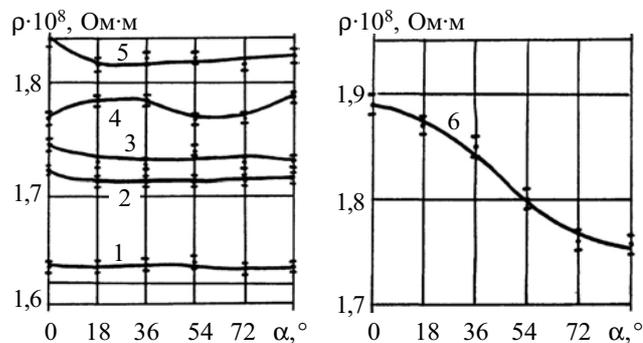
Исходным для исследования материалом были полосы из меди (марка М 0) толщиной 3 мм. Полосы

отжигали в вакууме с давлением остаточных газов 26,6 мПа при температуре 250°C в течение 1 ч, что привело к рекристаллизации металла. Затем полосы прокатывали при комнатной температуре малыми обжатиями до различных степеней деформации (до 95%) по толщине. Из деформированных листов вырезали прямоугольные образцы длиной 100 мм и шириной 10 мм под различными углами α — от направления прокатки до поперечного. Для уменьшения влияния на погрешность измерений геометрических размеров образцов последние обрабатывали в пакете. Электросопротивление измеряли четырехзондовым методом по схеме двойного моста [5]. Погрешность измерений не превышала 0,5%.

На рисунке представлены результаты измерений удельного электрического сопротивления образцов меди (ρ). Как видно, в исходном рекристаллизованном состоянии электросопротивление не зависит от направления вырезки образца. Для образцов со значительной степенью деформации ($\epsilon > 60\%$), когда формируется четкая текстура деформации [3, с. 63], наблюдается анизотропия электросопротивления: в направлении прокатки оно больше, чем в поперечном.

Проведенный анализ текстуры показал, что в меди после прокатки на 60% и выше формируется распределение кристаллитов, называемое в литературе [6] текстурой прокатки типа меди. Главными компонентами текстуры при этом являются $\{110\}\langle 112 \rangle$ и $\{112\}\langle 111 \rangle$. Их объемное содержание соотносится как 6/4.

На основе предложенной в [3] фрактальной модели структуры были найдены в лабораторной системе координат (главные оси которой совпадают с глав-



Зависимость ρ от направления вырезки образцов различной степени деформации по толщине:
1 — 0%; 2 — 20; 3 — 40; 4 — 60; 5 — 80; 6 — 95%

Таблица 1
Дислокационный вклад электропроводности текстурных компонент деформированной меди

Компоненты текстуры	Компоненты тензора электропроводности
{110}<112>	$y_{11}^{M'}=0,823$ $y_{22}^{M'}=0,885$
{112}<111>	$y_{11}^{B'}=0,885$ $y_{22}^{B'}=0,957$

ными осями симметрии листа) значения проводимостей текстурных компонент с учетом вклада дислокаций. Эти данные приведены в табл. 1, где $\sigma_{11}^{M'}$, $\sigma_{22}^{M'}$, $\sigma_{11}^{B'}$ и $\sigma_{22}^{B'}$ — значения проводимости матрицы и включения, приведенные к осям x и y лабораторной системы координат, или, другими словами, дислокационный вклад электрических проводимостей текстурных компонент {110}<112> и {112}<111>, соответственно [7, 8]. Здесь электропроводность σ представлена в относительных единицах, используя соотношение

$$\sigma = \rho_0 / \rho, \quad (1)$$

где ρ_0 — значение электросопротивления хорошо отожженной меди, равное 1,6 мкОм·см [5, с. 25].

Теперь оценим вклад дислокаций в анизотропию теплопроводности меди.

На основании закона Видемана–Франца [5]

$$L = \lambda / (\sigma T), \quad (2)$$

где L — постоянная Видемана–Франца, для меди $L \approx 2,4 \cdot 10^{-8}$ (В/А)²; λ — коэффициент теплопроводности; T — абсолютная температура.

Теперь, используя данные по электропроводности из табл. 1, можем получить дислокационный вклад в теплопроводность. Результаты представлены в табл. 2 в относительных единицах по отношению к значению теплопроводности хорошо отожженной меди $\lambda_0 = 420$ Вт/(м·К) [5, с. 180].

Таблица 2
Дислокационный вклад теплопроводности текстурных компонент деформированной меди

Компоненты текстуры	Компоненты тензора теплопроводности
{110}<112>	$\lambda_{11}^{M'}=0,862$ $\lambda_{22}^{M'}=0,926$
{112}<111>	$\lambda_{11}^{B'}=0,926$ $\lambda_{22}^{B'}=1,002$

Соотношение для расчетов коэффициента теплопроводности λ в плоскости листа получили в виде:

$$\lambda(\varphi) = \left[\frac{1-p}{\lambda_{22}^{M'} + (\lambda_{11}^{M'} - \lambda_{22}^{M'}) \cos^2 \varphi} + \frac{p}{\lambda_{22}^{B'} + (\lambda_{11}^{B'} - \lambda_{22}^{B'}) \cos^2 \varphi} \right]^{-1}, \quad (3)$$

где φ — угол к направлению прокатки;
 p — объемное содержание включения.

Полученное выражение представляет собой уравнение эллипса, приведенного к главным осям. Таким образом, коэффициент теплопроводности деформированной меди является тензором второго ранга.

Для компьютерного моделирования стохастической структуры фрактальной модели воспользовались методом ренорм-групповых преобразований, которые были применены в теории фазовых переходов 2-го рода [9], а также методом поэтапного усреднения, который применялся для описания физических свойств микронеоднородных материалов [10]. При этом использовали обобщенную структурную модель «параллелепипед в параллелепипеде», как и при расчете анизотропии электропроводности [3].

В результате расчетов были получены значения главных компонент тензора эффективных коэффициентов теплопроводности $\lambda_{11}^{(эф)} = 0,887$ и $\lambda_{22}^{(эф)} = 0,955$. Или, переходя к абсолютным единицам измерения с учетом $\lambda_0 = 420$ Вт/(м·К), $\lambda_{11}^{(эф)} = 373$ Вт/(м·К) и $\lambda_{22}^{(эф)} = 401$ Вт/(м·К). Видно, что значения коэффициентов теплопроводности в направлении прокатки $\lambda_{11}^{(эф)}$ и в поперечном направлении $\lambda_{22}^{(эф)}$ отличаются приблизительно на 7,5%.

Уравнение распределения температуры вокруг малого сферического источника тепла, помещенного в начало координат на плоскости $x_1 O x_2$ имеет вид [2, с. 245]:

$$T - T_\infty = \frac{\dot{Q}}{4\pi} \left(\frac{x_1^2}{\lambda_1} + \frac{x_2^2}{\lambda_2} \right)^{1/2}, \quad (4)$$

где T — температура в начале координат;
 T_∞ — температура вдали от источника в точке с координатами (x_1, x_2) ;
 \dot{Q} — количество тепла, выделяемого источником в единицу времени;
 λ_1, λ_2 — значения коэффициента теплопроводности в направлениях осей координат Ox_1 и Ox_2 , соответственно.

В случае, если коэффициент теплопроводности является изотропным, т. е. $\lambda_1 = \lambda_2 = \lambda$, формула (4) представляет собой уравнение окружности, т. е. изотермы имеют форму окружностей.

Чтобы найти распределение температуры в деформированном металле необходимо учесть, что в этом случае теплопроводность является анизотропной и представляет собой тензор 2-го ранга. Тогда, следуя [2], примем

$$\lambda = (\lambda_{11}^{эф} \lambda_{22}^{эф})^{1/2} \quad (5)$$

и с учетом этого получим

$$T - T_\infty = \frac{\dot{Q}}{4\pi} (\lambda_{11}^{эф} \lambda_{22}^{эф})^{1/2} \left(\frac{x_1^2}{\lambda_{11}^{эф}} + \frac{x_2^2}{\lambda_{22}^{эф}} \right)^{1/2}. \quad (6)$$

Формула (6) является уравнением эллипса. Следовательно, при нагреве прокатанного листа меди малым сферическим источником тепла изотермы представляют собой эллипсы с осями, совпадающими с направлением прокатки и с поперечным ему.

Таким образом при расчетах тепловых режимов работы элементов РЭА, установленных на медных пластинчатых радиаторах, следует учитывать, что коэффициент анизотропии теплопроводности прокатанной меди может достигать 7%.

ИСПОЛЬЗОВАННЫЕ ИСТОЧНИКИ

1. Сиротин Ю. И., Шаскольская М. П. Основы кристаллофизики.— М.: Наука, 1979.
2. Най Дж. Физические свойства кристаллов.— М.: ИЛ, 1960.
3. Усов В. В. Фрактальная природа анизотропии физических свойств деформированных металлических систем с кубической решеткой.— Одесса: ТЭС, 2001.
4. Займан Дж. Электроны и фононы.— М.: ИЛ, 1962.
5. Лившиц Б. Г., Крапошин В. С., Линецкий Я. Л. Физические свойства металлов и сплавов.— М.: Металлургия, 1980.
6. Бородкина М. М., Спектор Э. Н. Рентгенографический анализ текстур в металлах и сплавах.— М.: Металлургия, 1982.

7. Брюханов А. А., Усов В. В. Влияние дефектности кристаллической решетки в различных компонентах текстуры на электрические и механические свойства холоднокатаной поликристаллической меди // Физика металлов и металловедение.— 1992.— № 4.— С. 125—131.
8. Днепренко В. Н., Усов В. В. Анизотропия электропроводности деформированных металлов, обусловленная дефектной структурой // Металлофизика.— 1992.— Т. 14, № 9.— С. 19—27.
9. Фишер И. З. Статистическая теория жидкостей.— М.: Физматиз, 1961.
10. Новиков В. В., Познанский О. П. Метод ренормгруппы в задаче проводимости // Укр. фіз. журнал.— 1995.— Т. 40, № 8.— С. 855—858.

ПОДПИСКА — 2005

www.chipnews.com.ua
info@chipnews.com.ua

тел.: (044) 490-7430
 факс: (044) 490-7499

НОВЫЕ КНИГИ

НОВЫЕ КНИГИ

Лукин А. В. и др. Преобразователи напряжения силовой электроники.— М.: Радио и связь, 2004.— 416 с.

Изложены научно обоснованные, проверенные производством и эксплуатацией методы расчета, конструирования и технологии производства перспективных преобразовательных устройств силовой электроники коммерческого и промышленного применения с практическими примерами, методиками и рекомендациями. Описаны выпрямители и корректоры коэффициента мощности, преобразователи напряжения различного назначения, применение и эксплуатация стандартных источников питания в функциональной аппаратуре.

Для специалистов по силовой электронике. Может быть полезна студентам технических вузов, обучающихся по направлению «Силовая электроника».

