

К. ф.-м. н. Л. М. МОИСЕЕВ, к. ф.-м. н. В. В. КОВАЛЬЧУК

Украина, г. Одесса, Южно-Украинский гос. педагогический ун-т  
им. К. Д. Ушинского  
E-mail: wladik@tekom.odessa.ua

Дата поступления в редакцию  
21.03—25.07 2003 г.

Оппоненты к. т. н. Е. Я. БАДИНТЕР  
(НИИ SA "ELIRI", г. Кишинев),  
д. ф.-м. н. В. И. КОЛОМЫЩЕВ

(Ин-т металлофизики им. Г. В. Курдюмова, г. Киев)

## МЕХАНИЗМ РЕГУЛЯРНЫХ ФОРМОИЗМЕНЕНИЙ МИКРОПРОВОЛОКИ ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ ТОКОВЫХ НАГРУЗОК

*Предложен механизм формирования микро-, макрорельефа и структуры калиброванного медного микропровода под воздействием импульсов электрического тока.*

Широкое промышленное применение микропроводов, изготовленных из меди и резистивных сплавов, требует подробного изучения их механических и электрических свойств, а также стабилизации этих свойств в различных эксплуатационных режимах. В особой мере это относится к режимам экстремальных электрических нагрузок.

Анализ результатов комплексного исследования формоизменения микропроводов, подвергнутых экстремальным электрическим нагрузкам [1], когда их цилиндрическая форма преобразуется в форму напизанных на нить бус, позволяет сделать некоторые выводы.

При условии плавления микропровода (вероятность чего показана в [1, с. 147]) величина магнитного давления вполне достаточна, чтобы изменить форму проводника. При этом возможна неравномерность электрических характеристик по длине, которая, естественно, приводит к неравномерному нагреву проволоки, неодновременному ее плавлению и, как следствие, к усилению неравномерности электрического сопротивления.

Следует, кроме того, отметить возможность совместного действия магнитных сил и сил поверхностного натяжения, что также может приводить к появлению капель расплавленного металла, переносу материала из прилегающих к ним участков и к уменьшению диаметра последних — образованию "перетяжек". Одновременно может происходить интенсивное окисление поверхности микропровода, приводящее к появлению чешуйчатого макрорельефа типа «птичьих следов». Последующее быстрое охлаждение расплавленных участков, а также рекристаллизация нерасплавленных, но сильно нагретых участков, вызывают укрупнение зерен (кристаллитов) материала.

Однако многочисленные теоретические и экспериментальные исследования [2—4] совершенно не в состоянии объяснить строгую (как правило) периодичность макрорельефа. Объяснить периодический перетяжечный рельеф микропровода действием магнитогидродинамической (МГД) неустойчивости

расплава [5, 6] или упругих сил [7, 8] также не представляется возможным. Во-первых, характерное время развития МГД-неустойчивости в шнуре диаметром 0,1 мм много меньше времени действия используемых импульсов тока [7] (т. е. разрушение микропровода должно произойти раньше окончания этого импульса). Во-вторых, длины волн упругих колебаний (а следовательно, и период стоячей волны), возбуждаемых импульсом 10 с, не могут быть столь малыми, как период перетяжечной структуры (соответствующая частота колебаний должна быть порядка 10 Гц).

В случае сильного взрыва, когда время нагрева жидкого металла и, соответственно, теплового расширения мало по сравнению со временем развития МГД-неустойчивости, возникают крайне высокие механические напряжения [2, 3]. В начальной стадии взрыва проволока, сильно нагреваясь, испытывает сильное аксиальное сжатие. То есть, согласно Эйлера, она должна принять волнообразно-синусоидальную форму с некоторой малой амплитудой, а в местах сильного сжатия должны происходить радиальные смещения масс, приводящие к ослаблению сжатия (причины динамического характера). Силы магнитного поля тока стремятся сжать проволоку в радиальном направлении (пинч-эффект) [9, 10]. Под действием этих сил в местах сужения массы будут смещаться внутрь, перпендикулярно оси проволоки, в то время как в местах расширения они будут выдавливаться в обратном направлении. Поскольку периодичность поперечного сечения вдоль длины проволоки возникает одновременно, то и сжатие узких участков начнется везде одновременно. Таким образом, возникает множество перегретых участков, из которых исходят интенсивные ударные волны.

В наших экспериментах синусоидальный импульс тока имел длительность 10 с, т. е. время нагрева жидкого металла достаточно велико по сравнению со временем развития МГД-неустойчивости в расплавленной проволоке [10]. Следовательно, в этом случае возможен слабый взрыв, и объяснить формоизменение и его периодичность при импульсном пропускании тока не представляется возможным. По-видимому, состояние микропровода, подвергнутой экстремальной электрической нагрузке, следует рассматривать как состояние неравновесной системы, которое может существенно отличаться от предписываемого законами равновесной термодинамики [11—13]. При этом, начиная с какой-то критической величины

возмущения, термодинамическая ветвь системы (в терминах [12]) становится неустойчивой и поведение системы характеризуется согласованным действием входящих в нее частиц [11—13]. Существенная неравновесность материала проволочек в условиях импульсного нагружения электрическим током позволяет привлечь к анализу их периодического формоизменения синергетические концепции [14—18]. Потеря термодинамической ветвью устойчивости сопровождается переходом микропровода в упорядоченное состояние (диссипативные структуры [19]). Описание поведения системы требует промежуточного (между микро- и макроуровнями) мезоскопического уровня организации объекта [20, 21], который определяется коллективными степенями свободы.

В настоящей работе предпринята попытка предложить механизм периодического формоизменения микропровода с привлечением синергетической концепции.

Рассмотрим одну из возможных причин образования перетяжек и их периодичности, основанную на силах Ампера, действующих на электрический ток со стороны магнитного поля, созданного самим этим током. Указанные силы создают давление на проводник с током, которое в случае круглого сечения направлено вдоль его радиуса. Для микропроводников диаметром 1 мм при токе  $I=100$  А это давление, как было показано в [1], имеет величину порядка  $10^5$  Па. Такого давления оказывается вполне достаточно, чтобы обеспечить наблюдаемое изменение поперечного сечения в месте перетяжки, если микропроводник нагреть до температуры плавления, когда упругие модули обращаются в нуль.

Вполне возможно, что, в действительности, температура плавления достигается только в отдельных местах микропровода, где и образуются перетяжки. Причиной такого неоднородного разогрева, вероятнее всего, является неоднородность электросопротивления по длине микропровода, которая при пропускании электрического тока приводит к неустойчивости разогрева микропровода. Действительно, на участке микропровода, обладающем большим электросопротивлением, выделяется большее количество джоулева тепла, в результате чего он нагревается до большей температуры по сравнению с участками, обладающими меньшим электросопротивлением. Но поскольку электросопротивление металлов растет с увеличением температуры, то растет и неоднородность электросопротивления по длине микропровода, а вместе с ней — и неоднородность его разогрева.

Проведем оценки температурного градиента, обусловленного градиентом электрического сопротивления вдоль всей длины микропровода.

Пусть  $r_0(x, t)$  — удельное (приходящееся на единицу длины) сопротивление микропровода в точке  $x$  в момент времени  $t$ . Тогда полное сопротивление исследуемого отрезка микропровода

$$R(t) = \int_L r(x, t) dx. \quad (1)$$

Температурная зависимость  $r(x, t)$  определяется выражением

$$r(x, t) = r_0(x)(1 + \alpha T(x, t)), \quad (2)$$

где  $T(x, t)$  — температура микропровода в точке  $x$  в момент времени  $t$ , °С;

$\alpha$  — температурный коэффициент электросопротивления, 1/°С;

$r_0(x)$  — удельное (линейное) сопротивление микропровода при 0°С, Ом/м.

Дифференцируя уравнение (2) по времени и считая, что  $\alpha$  не зависит от температуры, получим дифференциальное уравнение вида

$$\frac{dr(x, t)}{dt} = r_0(x) \alpha \frac{dT}{dt}. \quad (3)$$

Джоулево тепло, которое выделяется при прохождении тока  $I(t)$  по микропроводу единичной длины за время  $dt$ , равно

$$dQ = I^2(t) r(x, t) dt = mc dT, \quad (4)$$

где  $I(t)$  — действующее значение силы тока;

$m$  — масса отрезка микропровода единичной длины;

$c$  — удельная теплоемкость материала, из которого изготовлен микропровод (допускаем, что она не зависит от температуры).

С учетом соотношения (4) уравнение (3) приобретает вид

$$\frac{dT}{dt} = \frac{1}{mc} I^2(t) r(x, t) = \frac{1}{mc} \frac{U^2}{R(t)} r(x, t), \quad (5)$$

где  $U$  — действующее значение напряжения, приложенного к проводнику (будем считать его стабилизированным, т. е. не зависимым от времени).

Принимая во внимание формулу (5), дифференциальное уравнение (3) запишем в виде

$$\frac{dr(x, t)}{dt} = \alpha r_0(x) \frac{dT}{dt} = \frac{\alpha}{mc} \frac{U^2}{R^2(t)} r(x, t) r_0(x). \quad (6)$$

Интегрируя (6) по переменной  $x$  и учитывая (1), получим:

$$\frac{dR(t)}{dt} = \frac{\alpha}{mc} \frac{U^2}{R^2(t)} \int_L r_0(x) r(x, t) dx = \frac{\alpha}{mc} \frac{U^2}{R(t)} \bar{r}_0(t), \quad (7)$$

где введено обозначение

$$\bar{r}_0(t) = \frac{\int_L r_0(x) r(x, t) dx}{\int_L r(x, t) dx} = \frac{\int_L r_0(x) r(x, t) dx}{R(t)} \quad (8)$$

и  $L$  — величина, определяющая характерное расстояние между перетяжками.

Заметим, если  $r_0(x)$  слабо зависит от  $x$ , то  $\bar{r}_0(t) \approx r_0$  (усредненное линейное удельное сопротивление микропровода).

Из выражения (7) имеем:

$$R(t) dR(t) = \frac{\alpha}{mc} \bar{r}_0 U^2 dt$$

или

$$dR^2(t) = 2 \frac{\alpha}{mc} \bar{r}_0 U^2 dt. \quad (9)$$

Проинтегрировав обе части уравнения (9), получим:

$$R^2(t) = 2 \frac{\alpha}{mc} U^2 \bar{r}_0 t + R^2(0), \quad (10)$$

где  $R(0)$  — начальное значение сопротивления микропровода.

Подставив (10) в (6), получим уравнение для  $r(x,t)$

$$\frac{d}{dt} r(x,t) = \frac{\alpha U^2 r_0(x) / mc}{2\alpha U^2 \bar{r}_0 t / mc + R^2(0)} r(x,t),$$

которое легко приводится к виду

$$\frac{dr(x,t)}{r(x,t)} = \frac{1}{2} \frac{r_0(x) / \bar{r}_0}{t + t_0} dt, \quad (11)$$

где введено обозначение:

$$t_0 = \frac{R^2(0)}{2\alpha U^2 \bar{r}_0 / mc}. \quad (12)$$

Интегрирование уравнения (11) в предположении, что  $\bar{r}_0$  не зависит от времени, приводит к выражению

$$\ln r(x,t) = \frac{1}{2} \frac{r_0(x)}{\bar{r}_0} \ln(t + t_0) + C. \quad (13)$$

Константу интегрирования  $C$  находим из начальных условий:

$$r(t,x) = r_0(x) \text{ при } t=0,$$

т. е.

$$C = -\frac{1}{2} \frac{r_0(x)}{\bar{r}_0} \ln t_0 + \ln r_0(x).$$

После элементарных преобразований перепишем соотношение (13):

$$r(x,t) = r_0(x) \left( \frac{t + t_0}{t_0} \right)^{r_0(x) / 2\bar{r}_0}. \quad (14)$$

С учетом (12), величину  $((t+t_0)/t_0)^{1/2}$  можно записать в таком виде:

$$((t + t_0) / t_0)^{1/2} = \left( \frac{2\alpha U^2 \bar{r}_0 t / mc + R^2(0)}{R^2(0)} \right)^{1/2}. \quad (15)$$

Или, учитывая соотношение (10), получим:

$$((t+t_0)/t_0)^{1/2} = R(t)/R(0). \quad (16)$$

Подстановка (16) в (14) дает искомый закон изменения:

$$r(x,t) = r_0(x) \left( \frac{R(t)}{R(0)} \right)^{r_0(x) / \bar{r}_0}. \quad (17)$$

Применяя формулу (2), получим:

$$\alpha T(x,t) = r(x,t) / r_0(x) - 1 \quad (18)$$

или

$$\alpha \Delta T(x,t) = r(x,t) / r_0(x) - r(x',t) / r_0(x'). \quad (19)$$

Подставим  $r(x,t)/r_0(x)$  из (17) в формулу (13). Как результат получим:

$$\begin{aligned} \alpha \Delta T(x,t) &= (R(t)/R(0))^{r_0(x) / \bar{r}_0} - (R(t)/R(0))^{r_0(x') / \bar{r}_0} = \\ &= (R(t)/R(0))^{r_0(x) / \bar{r}_0} \cdot \left[ 1 - (R(t)/R(0))^{(r_0(x') - r_0(x)) / \bar{r}_0} \right] = \\ &= (R(t)/R(0))^{r_0(x) / \bar{r}_0} \cdot \left[ 1 - (R(t)/R(0))^{\Delta r_0(x) / \bar{r}_0} \right]. \quad (20) \end{aligned}$$

Учитывая, что  $\Delta r_0(x) / \bar{r}_0 = \Delta r_0(x) / r_0 \ll 1$  (физически это означает, что неоднородность электрического сопротивления вдоль всей длины отрезка микропровода невелика), и, разложив выражение в квадратных скобках (20) в ряд, получим:

$$\alpha \Delta T(x,t) = (R(t)/R(0)) \cdot \ln(R(t)/R(0))^{\Delta r_0(x) / \bar{r}_0}. \quad (21)$$

Из соотношения (2) имеем (при температуре плавления  $T_{\text{пл}}$ ):

$$\int r(x,t) dx = \int r_0(x) (1 + \alpha T(x,t)) dx \approx R(0) (1 + \alpha T_{\text{пл}})$$

или

$$R(t) = R(0) (1 + \alpha T_{\text{пл}}). \quad (22)$$

Тогда из (21) получим:

$$\Delta T(x,t) / \Delta r_0 = ((1 + \alpha T_{\text{пл}}) \cdot \ln(1 + \alpha T_{\text{пл}})) / \alpha r_0. \quad (23)$$

Если провод медный, то  $\alpha = 1/273,15^\circ\text{C}^{-1}$ ,  $T_{\text{пл}} = 1083^\circ\text{C}$ . В этом случае

$$\ln(1 + \alpha T_{\text{пл}}) \approx 1;$$

$$1 + \alpha T_{\text{пл}} \approx \alpha T_{\text{пл}}. \quad (24)$$

Выражение (23) можно записать в более простом виде:

$$(\Delta T / T_{\text{пл}}) \approx \Delta r_0 / \bar{r}_0. \quad (25)$$

То есть разность температур ( $\Delta T$ ) двух участков микропровода при его импульсном нагреве до температуры плавления ( $T_{\text{пл}}$ ) связана с разностью их удельных линейных электросопротивлений ( $\Delta r$ ) простым соотношением (25), где  $\bar{r}_0$  — среднее значение электросопротивления при комнатной температуре.

Поскольку для меди  $T_{\text{пл}} \approx 1000^\circ\text{C}$ , то при  $\Delta r / \bar{r}_0 \approx 0,01$  величина  $\Delta T \approx 10^\circ\text{C}$ , а этого вполне достаточно, чтобы вызвать неоднородность модулей упругости, достаточную для образования перетяжек.

Указанное соотношение получено без учета процессов теплопроводности, приводящих к выравниванию температур различных участков микропровода. (Благодаря этим процессам неоднородный разогрев микропровода становится возможным лишь в том случае, когда соответствующие участки микропровода разнесены достаточно далеко.)

Таким образом, неоднородный разогрев микропровода может быть обеспечен только за счет таких достаточно крупномасштабных неоднородностей электросопротивления, характерные размеры которых превышают некоторую критическую величину  $l_0$ .

Далее проведем количественные оценки периодичности микрорельефа микропровода после пропуска по нему импульсов электрического тока.

Возникновение градиента температуры, который определяется выражением (25), вызывает тепловой поток, стремящийся выровнять температуру. Этот поток определяется уравнением теплопроводности:

$$q = -\lambda \frac{dT}{dx}, \quad (26)$$

где  $q$  — плотность теплового потока;  
 $\lambda$  — коэффициент теплопроводности.

Нагрев, вызываемый потоком  $q$ , определяется соотношением

$$Q = cm\Delta T = q\Delta tS; \quad (27)$$

$$m = dV = dIS, \quad (28)$$

где  $d$  — плотность вещества (материала) микропровода;  
 $l$  — длина элемента микропровода, на котором возникает перепад  $\Delta T$  за время  $\Delta t$ ;  
 $S$  — площадь поперечного сечения микропровода.

Подставляя (27) и (28) в (26) с учетом

$$\frac{dT}{dx} \approx \frac{\Delta T}{l},$$

получим:

$$cdIS\Delta T / (S\Delta t) = \lambda \frac{\Delta T}{l}.$$

Отсюда:

$$l = \sqrt{\lambda \Delta t / (cd)}. \quad (29)$$

В условиях равновесного температурного градиента тепловой поток уравнивается неоднородностями выделения джоулева тепла:

$$Q = Q_{дж}. \quad (30)$$

Из (27) и (28) следует:

$$Q = cm\Delta T = cdlS\Delta T, \quad (31)$$

а  $Q_{дж}$  возьмем из выражения (4):

$$Q_{дж} = I^2 \Delta r \Delta t. \quad (32)$$

Из выражений (30) и (32) получим:

$$\Delta t = \frac{cdIS}{I^2} \cdot \frac{\Delta T}{\Delta r}, \quad (33)$$

а из (2) имеем:

$$\Delta r = \Delta r_0 (1 + \alpha T_{пл}) \approx \Delta r_0 \alpha T_{пл}. \quad (34)$$

Из соотношений (25) и (34) вытекает:

$$\frac{\Delta T}{\Delta r} = \frac{\Delta T}{\Delta r_0 \alpha T_{пл}} = \frac{T_{пл}}{r_0 \alpha T_{пл}} = \frac{1}{\alpha r_0}, \quad (35)$$

где

$$r_0 = \rho \frac{l}{S}; \quad (36)$$

$\rho$  — удельное сопротивление.

Учитывая (33), (35) и (36), имеем:

$$\Delta t = \frac{cdIS^2}{I^2 \alpha \rho l} = \frac{cdS^2}{I^2 \alpha \rho}. \quad (37)$$

Действующее значение тока при температуре, близкой к  $T_{пл}$ ,

$$I = \frac{U}{R} = \frac{U}{R(0)\alpha T_{пл}} = \frac{I_0}{\alpha T_{пл}}. \quad (38)$$

Подстановка (37) в (29), с учетом (38), дает:

$$l = \sqrt{\frac{\lambda S^2}{I^2 \alpha \rho}} = \sqrt{\frac{\lambda}{\alpha \rho}} \cdot \frac{S \alpha T_{пл}}{I_0}. \quad (39)$$

Для меди [23, с. 27]:

$\lambda = 0,920$  кал/(см·с·°C) = 386 Вт/(м·°C);  
 $S = 0,5 \cdot 10^{-8}$  м<sup>2</sup> (что соответствует проводу диаметром 80 мкм);  
 $I_0 = 100$  А;  
 $\rho = 1,7 \cdot 10^{-8}$  Ом·м;  
 $\alpha = 1/273,15$  °C<sup>-1</sup>;  
 $T_{пл} = 1083$  °C.

Тогда

$$l = \sqrt{\frac{386}{273,15 \cdot 1,7 \cdot 10^{-8}}} \cdot \frac{0,5 \cdot 10^{-8} \cdot 1086}{100} \approx 0,493 \text{ мм}, \quad (40)$$

что коррелирует с экспериментальными значениями  $L = 0,8$  мм.

Количественное согласие рассчитанных и измеренных значений  $L$  указывает на то, что предложенный нами механизм образования перетяжек микропроводов при пропускании через них импульсов электрического тока является определяющим.

\*\*\*

Полученные экспериментальные данные [1, с. 139] и предложенный нами механизм формоизменения позволяют считать состояние микропровода, при котором она приобретает регулярное формоизменение, соответствующим определенному (мезоскопическому) структурному уровню [20, 21], а механическое воздействие на микропроводку, возникающее в результате импульсной электрической нагрузки, реализуется в волнообразный деформационный рельеф [1], являющийся итоговой аккомодацией формы металлического цилиндра. По крайней мере, из приведенных расчетов следует, что электрический импульс тока эквивалентен термодинамическому массопереносу, выражающемуся в периодических перемещениях металла из узких мест (перетяжек) в утолщающиеся.

И еще. Анализ полученных результатов позволяет предложить способ контроля физических свойств микропроводов после их термической обработки, который может быть полезен при оценке эксплуатационных характеристик проволок и микропроводов из черных, цветных, драгоценных металлов и сплавов, а также при решении проблемы устойчивости микропроводов к экстремальным токовым нагрузкам.

Действительно, известен способ контроля остаточных внутренних напряжений в проволоке [22], заключающийся в пропускании через проволоку импульсов электрического тока с плотностью, численно равной такой величине, которая вызывает появление периодических формоизменений (перетяжек) по длине проводника. Частота расположения перетяжек на контролируемом образце дает информацию об изменении геометрических размеров проволоки.

С целью расширения информативности контроля за счет оценки распределения неоднородностей электросопротивления по длине проволоки предварительно натягивают в пределах, позволяющих реализовать ресурс упругости, и измеряют расстояние между перетяжками  $L$ , которое связано с размером неоднородностей электросопротивления  $l$  соотношением  $l = 0,5L$ , а критическое значение неоднородностей электросопротивления  $l_0$ , обуславливающее неоднородный разогрев микропровода и, тем самым, неоднородность упругих модулей, вызывающую образование периодических формоизменений, рассчитывают по формуле (39).

ИСПОЛЬЗОВАННЫЕ ИСТОЧНИКИ

1. Моисеев Л. М. Регулярные формоизменения деформируемого твердого тела.— Одесса: ХОРС, 1995.
2. Доровский В. Н., Искольдский А. М., Роменский Э. И. Динамика импульсного нагрева металла током и электрический взрыв проводников: Препринт, 174.— Новосибирск: ИВТАН, 1982.
3. Воробьев В. С., Рахель А. Д. Численное моделирование некоторых режимов электрического взрыва алюминиевых проволок: Препринт № 2-261.— М.: ИВТАН, 1989.
4. Громов В. Е., Гуревич Л. И. Влияние токовых импульсов на подвижность дислокаций Zn при 77 К//Изв. вузов. Сер. Физика.— 1990.— Т. 33, № 3.— С. 35—39.
5. Абрамова К. Б., Златин А. А., Прегуд Б. П. Магнито-гидродинамические неустойчивости жидких и твердых полупроводников. Разрушение проводников электрическим током // ЖЭТФ.— 1975.— Т. 69, вып. 6/12.— С. 2007—2022.
6. Абрамова К. Б., Валицкий В. П., Кандауров Ю. В. и др. Магнито-гидродинамические неустойчивости при электрическом взрыве // ДАН СССР.— 1966.— Т. 167, № 4.— С. 776—781.
7. Долбин Н. И. Распределение упругих волн в токопроводящем стержне // ПМТФ.— 1962.— № 2.— С. 104—109.
8. Долбин Н. И., Морозов А. И. Упругие изгибные колебания стержня с электрическим током // ПМТФ.— 1966.— № 3.— С. 97—103.
9. Спицын В. И., Троицкий О. А. Моделирование теплового и пинч-действия импульсного тока на пластическую деформацию металла // ДАН СССР.— 1975.— Т. 220, № 5.— С. 1070—1073.
10. Байков А. П., Шестак А. Ф. О характере плавления металлических проводников при импульсном нагреве // Письма в ЖТФ.— 1979.— Т. 5, вып. 22.— С. 1355—1358.
11. Пригожин И. Р. Введение в неравновесную термодинамику.— М.: Мир, 1960.
12. Пригожин И. Р. Неравновесная статистическая механика.— М.: Мир, 1964.
13. Николис Г., Пригожин И. Самоорганизация в неравновесных системах.— М.: Мир, 1979.
14. Эбелинг В. Образование структур при необратимых процессах.— М.: Мир, 1979.
15. Хакен Г. Синергетика.— М.: Мир, 1980; Хакен Г. Синергетика. Иерархия неустойчивостей в самоорганизующихся системах и устройствах.— М.: Мир, 1985.
16. Олемской А. И., Наумов И. И. Синергетика и усталостное разрушение металлов.— М.: Наука, 1989.
17. Синергетика и усталостное разрушение металлов / Под ред. В. С. Ивановой.— М.: Наука, 1989.
18. Баланкин А. С. Синергетика деформируемого тела.— М.: Наука, 1991.
19. Родионов В. Н. Диссипативные структуры в геомеханике // Успехи механики.— 1979.— Т. 4, № 2.— С. 97—111.
20. Панин В. Е., Лихачев В. А., Гриняев Ю. В. Структурные уровни деформации твердых тел.— Новосибирск: Наука, 1985.
21. Панин В. Е., Гриняев Ю. В., Данилов В. И. и др. Структурные уровни пластической деформации и разрушения.— Новосибирск: Наука, 1990.
22. А. с. 1073669 СССР, МКИ G 01 N 27/ 00. Способ контроля остаточных внутренних напряжений в проволоке / А. Д. Набок.— Опубл. 15.02. 84. Бюл. № 6.
23. Справочник химика.— Л.: Химия, 1975.

НОВЫЕ КНИГИ

НОВЫЕ КНИГИ

**Свердлова И. С. (под ред.) КАБЕЛЬНЫЕ ЛИНИИ СВЯЗИ. ИСТОРИЯ РАЗВИТИЯ В ОЧЕРКАХ И ВОСПОМИНАНИЯХ.— М.: Радио и связь, 2002.— 656 с.**

Книга представляет собой сборник очерков и воспоминаний о развитии и совершенствовании в СССР и России кабельных симметричных, коаксиальных, оптических магистральных, внутризонавых, городских линий связи и охватывает период с 1945 года до наших дней. В свободном стиле освещается: производство кабелей в нашей стране, их особенности, характеристика линий, кабельные аксессуары, системы передачи, организованные на кабельных линиях, методы защиты от электромагнитных влияний, ударов молнии, коррозии, механических повреждений, комплекс вопросов проектирования, строительства, эксплуатации линий, управления сетью связи. Отдельная глава посвящена кабельным линиям связи на железнодорожном транспорте.

Книга написана в основном ветеранами отрасли, участниками описываемых событий. Воспоминания чередуются с техническими описаниями, официальными данными, лирическими отступлениями. В сборнике собран громадный материал о жизни отрасли «Связь», а попутно и страны с ее огромной территорией и многочисленными перенесенными тяготами. Упомянуты сотни специалистов — руководителей, рядовых инженеров, спайщиков, водителей, вершивших историю отечественной электросвязи. Книга иллюстрирована уникальными, в большинстве своем нигде ранее не публиковавшимися, фотографиями.

Сборник посвящен кадровым работникам связи. Однако он, безусловно, будет интересен молодежи, специалистам связи, смежных отраслей, всем, кто выбирает свой путь в море современных телекоммуникаций.

