

Торсионные методы в металлургии

Шипов Г.И.

доктор ф-м наук, академик РАН

С середины 80^х годов прошлого века в России были созданы генераторы торсионного излучения. Первые эксперименты по воздействию торсионного излучения на вещество, показали, что оно оказывает значительные изменения кристаллических структур, находящихся в состоянии фазового перехода. Поэтому с 1986 по 2004 г. многими специализированными организациями были проведены исследования по воздействию излучения торсионных генераторов разного типа на кристаллическую структуру металлов.

1 Электроторсионное излучение

В последнее время в нашей стране широкое применение в физике, технике и в различных технологиях получили качественно новые физические приборы – *генераторы торсионного излучения* [2]. Основу такого генератора составляет поляризованная по спину (как правило, электрона) среда, управляемая электромагнитными полями. Поэтому в физике возникла проблема создания теории торсионного излучения в электродинамике как часть физики торсионных взаимодействий.

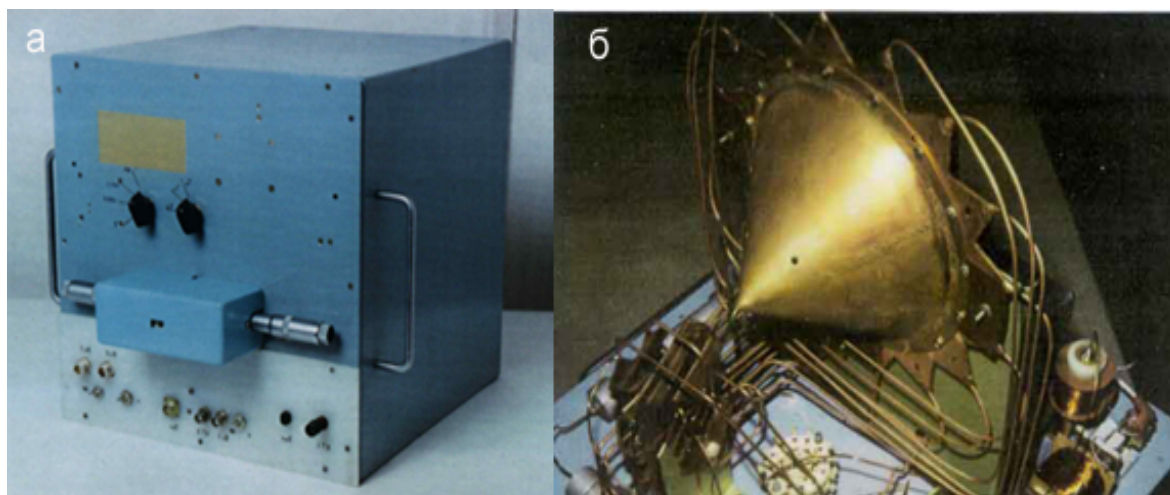


Рис. 1: Торсионный генератор: а - внешний вид, б - внутреннее устройство

Для теоретического описания электроторсионных полей нами были использованы уравнения геодезических вакуумной электродинамики [1]. Эти уравнения представляют собой обобщение уравнений Френе в четырехмерном случае.

Если выбрать единичный вектор \mathbf{e}_1 касательным к кривой в произвольной точке M

$$\frac{d\mathbf{x}}{dl} = \mathbf{e}_1,$$

то из уравнений Френе и условий ортогональности векторов триады следует

$$\frac{d^2\mathbf{x}}{dl^2} = \kappa(l)\mathbf{e}_2, \quad (1)$$

$$\frac{d^3\mathbf{x}}{dl^3} = \frac{d\kappa(l)}{dl}\mathbf{e}_2 - \kappa^2(l)\mathbf{e}_1 + \kappa(l)\chi(l)\mathbf{e}_3. \quad (2)$$

Умножая уравнения (1) на массу m и выбирая в качестве параметра время t , можно представить это уравнение в виде уравнений Ньютона

$$m\frac{d^2\mathbf{x}}{dt^2} = m\left(\frac{d^2l}{dt^2}\mathbf{e}_1 + \kappa\left(\frac{dl}{dt}\right)^2\mathbf{e}_2\right) = \mathbf{F}_f, \quad (3)$$

где

$$\kappa(dl/dt)^2 = \kappa v^2 \quad \text{и} \quad d^2l/dt^2 = a \quad (4)$$

– нормальное и тангенциальное ускорения соответственно.

Например, при движении массы m в гравитационном поле Земли сила (4) запишется как

$$\mathbf{F}_f = m(a\mathbf{e}_1 + \kappa v^2\mathbf{e}_2) = m\mathbf{G}, \quad (5)$$

где

$$\mathbf{G} = \frac{\gamma M_{\text{З}}}{r^2} \frac{\mathbf{x}}{|\mathbf{x}|} \quad (6)$$

– напряженность гравитационного поля Земли, $M_{\text{З}}$ – масса Земли, γ – гравитационная постоянная и $r^2 = |\mathbf{x}|^2$.

В простейшем случае равномерного движения ($a = 0$) по круговой орбите $\frac{\mathbf{x}}{|\mathbf{x}|} = \mathbf{e}_2$ и кривизна гравитационного взаимодействия траектории запишется как

$$\kappa_g^{int} = v^2 \kappa_g = |\mathbf{G}| = \frac{\gamma M_{\text{З}}}{r^2}. \quad (7)$$

Если бы траектория описывала движение электрона по круговой орбите вокруг ядра с зарядом Ze , то ее кривизна электромагнитного взаимодействия имела бы вид

$$\kappa_e^{int} = v^2 \kappa_e = |\mathbf{E}| = \frac{Ze^2}{mr^2}. \quad (8)$$

Из этих двух простых примеров видно, что кривизна траекторий пробной частицы в классической теории поля порождается источником внешнего поля любой физической природы.

Из уравнений (2) видно, что кручение связано с третьей производной координаты по времени. В электродинамике третья производная входит в уравнения движения, включающие силу радиационного трения. Выбирая в качестве параметра в уравнениях (2) время t и подставляя полученное выражение для $\ddot{\mathbf{x}}$ в силу радиационного трения, имеем

$$\mathbf{F}_{rad} = \frac{2e^2}{3c^3} \left\{ \left(\frac{d\kappa}{vdt} \mathbf{e}_2 - \kappa^2 \mathbf{e}_1 + \kappa \chi \mathbf{e}_3 \right) v^3 + 3(-\kappa \mathbf{e}_1 + \chi \mathbf{e}_3) va + \frac{da}{dt} \mathbf{e}_1 \right\}. \quad (9)$$

Из этих уравнений видно, что сила радиационного трения имеет сложную структуру, при этом она содержит члены, порождаемые не только полярными, но и торсионными взаимодействиями. Действительно, третий и пятый члены в правой части уравнений (9) содержит кручение χ , поэтому *ускоренная частица, обладающая спином, излучает одновременно как электромагнитные, так и торсионные поля*. Этот теоретический вывод блестяще подтверждается многочисленными экспериментальными фактами (см. гл. 4, 5 [1]).

Надо отметить, что до сих пор не были проведены специальные эксперименты для исследования структуры силы радиационного трения. Известны только удивительные устройства Н.Тесла, позволяющие передавать электромагнитную энергию не объяснимым традиционной электродинамикой способом.

1.1 Теоретическая оценка электроторсионного излучения

Основываясь на соотношении (9), можно произвести приближенную оценку величины силы электроторсионного взаимодействия и сравнить ее с силами электромагнитного и гравитационного взаимодействия. Для этого будем рассматривать электрон как шар, имеющий радиус, равный комптоновскому радиусу электрона

$$\lambda = \frac{\hbar}{mc} = 3,6 \times 10^{-11} \text{ см.} \quad (10)$$

Все вычисления проведем в системе СГСЕ. Представим спин электрона в виде

$$s = J\omega = J\chi^{int} = \frac{\hbar}{2}, \quad (11)$$

где момент инерции J электрона вычисляется как момент инерции шара радиуса (10)

$$J = \frac{2}{5}m\lambda^2,$$

а $\chi^{int} = v\chi$ – «кручение взаимодействия». Из соотношения (11) находим эту величину для электрона

$$\chi^{int} \approx 10^{21} \text{ рад/с.} \quad (12)$$

Предположим теперь, что электрон излучает при переходе с одного стационарного уровня на другой в атоме водорода. Пусть при этом он находится приблизительно на расстоянии первой боровской орбиты ($E \approx 10^8$ В/см). Тогда легко подсчитать силу электромагнитного \mathbf{F}_e и гравитационного \mathbf{F}_g взаимодействия электрона с ядром:

$$|\mathbf{F}_e| = eE = m\kappa_e^{iht} = mv^2\kappa_e = \frac{e^2}{r_0^2} \approx 4,8 \times 10^{-2} \text{ дин,}$$

$$|\mathbf{F}_g| = mG = m\kappa_g^{int} = mv^2\kappa_g = \frac{\gamma m M_{\text{Я}}}{r_0^2} \approx 0,6 \times 10^{-42} \text{ дин.}$$

Из равенства (9) для силы электроторсионного взаимодействия находим

$$|\mathbf{F}_{\kappa\chi}| = \frac{2e^2}{3c^3} \kappa^{int} \chi^{int}. \quad (13)$$

С помощью формулы (7) получим

$$\kappa^{int} \approx 10^{25} \text{ см/с}^2. \quad (14)$$

Подставляя эту величину в (13) и учитывая (12), находим значение силы электроторсионного взаимодействия

$$F_{\kappa\chi} \approx 2,9 \times 10^{-4} \text{ дин.}$$

Таким образом, сила электроторсионного излучения электрона в ядре оказывается слабее силы электростатического и сильнее силы гравитационного взаимодействия, что также наблюдается в эксперименте [2].

2 Изменение структуры металлов

Целесообразность поиска торсионных методов в металлургии диктовалась достаточно простыми исходными соображениями. При естественном остывании расплава металла для формирования кристаллической решетки необходимо выполнение двух известных условий. Во-первых, ионы атомов расплава должны занять потенциальные ямы, соответствующие узлам кристаллической решетки. Во-вторых, атомы, находясь в этих пространственных позициях, должны ориентировать свои спины по ребрам кристаллической решетки, причем ориентировать так, как это соответствует данному типу кристаллической решетки. Последний фактор особенно важен, так как внешнее торсионное поле может изменять спиновые состояния несвязанных в расплаве атомов.

Рассмотрим сначала предельный случай. Допустим, что внешним изотропным торсионным полем все атомы в расплаве спиново поляризованы. Это означает, что все спины атомов расплава будут иметь одинаковую ориентацию, т.е. они образуют систему одноименных «торсионных зарядов» – спинов в их классическом понимании. Но одноименные торсионные заряды (однонаправленные спины) взаимно притягиваются¹.

За счет взаимного притяжения спиновая система (спиново поляризованный расплав) будет представлять собой устойчивое образование. Любой атом в такой системе за счет торсионного притяжения соседними атомами не сможет изменить своего спинового состояния. В силу этого при естественном остывании расплава спины атомов, будучи связанными в единый спиновый коллектив, не смогут ориентировать свои спины по ребрам кристаллической решетки. В результате нарушения этого условия, хотя ионы атомов и займут свое пространственное положение (потенциальные ямы), кристаллическая структура не образуется. Металл при медленном остывании перейдет в аморфное состояние. Описанная ситуация наблюдалась во многих экспериментах. Если удельная поляризация по спинам

¹Этот результат получен на основе анализа большого числа экспериментальных данных.

будет менее 100% на единицу объема расплава, то реализуется иная степень диспергирования.

Возможна другая ситуация. Внешнее торсионное поле будет задано с такой пространственной структурой, которая будет соответствовать не тому типу кристаллической решетки, которая характерна для данного металла. Заданная таким внешним торсионным полем пространственная спиновая структура определит тип кристаллической решетки в процессе остывания металла. У этого металла будет «черная» кристаллическая решетка. В выполненных экспериментальных работах наблюдался эффект изменения типа кристаллических решеток. При этом, правда, остается открытым для будущих исследований вопрос о «границах возможного».

Наконец, укажем на еще одно важное обстоятельство. Из квантовой теории известно, что условием образования гомеоплярных молекул служит взаимная спиновая компенсация валентных электронов взаимодействующих атомов. Очевидно, подобные взаимодействия ответственны и за возникновение жидкой или твердой фазы однокомпонентных веществ при конденсации из парогазовой среды [4]. Поэтому, если в природе существуют поля, которые приводят к спиновой поляризации частиц, имеющих ненулевой спин [2], то это должно существенным образом сказаться на структуре и свойствах агрегатных состояний веществ.

Проникая в материю, торсионные поля приводят к спиновой поляризации вещества и во многом определяют условия существования химической связи между атомами. Присутствие правого и левого торсионного полей играет значительную роль при взаимодействии излучения с частицами вещества. Очевидно, асимметрия тех или иных свойств молекул (ассоциатов) при изменении знака поляризации может представлять собой самый убедительный аргумент в пользу как существования самих полей, так и их влияния на вещество.

2.1 Влияние торсионных полей на расплав олова

В ходе экспериментов [5] было исследовано влияние торсионных излучений на характер упорядочения атомных микрогруппировок в перегретом до 450 – 600⁰ расплаве олова непосредственно в колонне электронного микроскопа ЭВМ-100Л, снабженного приставкой ПРОН-ЗУЧ, в вакууме 2×10^{-3} Па. Пленка – конденсат для исследований – получена путем препарирования олова чистоты 99,999 мас.% на графитовую пленку, расположенную на медной сетке.

Источником полей служил торсионный генератор. Генератор устанавливался на внешней стороне металлической водоохлаждаемой части колонны микроскопа (в области объективной линзы), что экранировало образец как от электромагнитных, так и от звуковых воздействий. Следует также отметить, что электромагнитные линзы электронного просвечивающего микроскопа создают мощные электромагнитные поля, которые, однако, не приводят к каким-либо изменениям фаз плавления.

Исходная структура олова приведена на рис. 2, а. Пленка является квазинепрерывной, отдельные островки имеют пластинчатую фрагментацию. Параметры межплоскостных расстояний (рис. 2, б) составляют 2,91; 2,79; 2,05; 2,01; 1,65; 1,48; 1,45 Å и т.д. и относятся к тетрагональной решетке Т1 олова (β -фаза). При ускоренном нагреве образца до 450° С (температура плавления

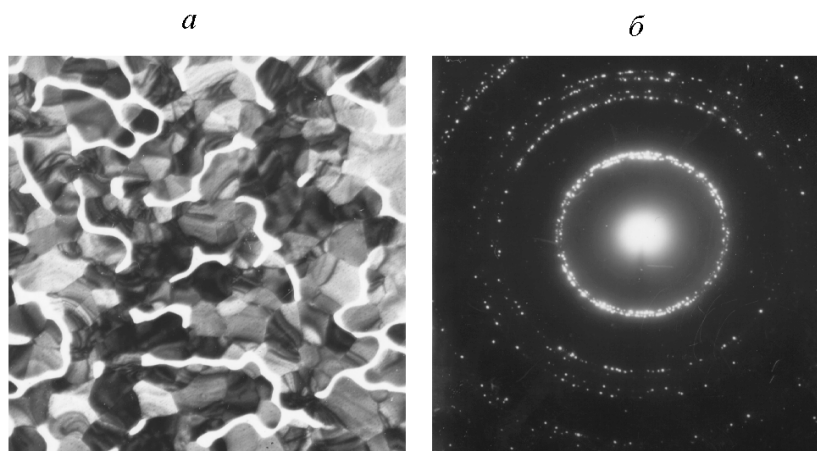


Рис. 2: Конденсированная пленка олова толщиной 320 \AA на графитовой подложке (a) (увел. 18000) и ее электронограмма (б)

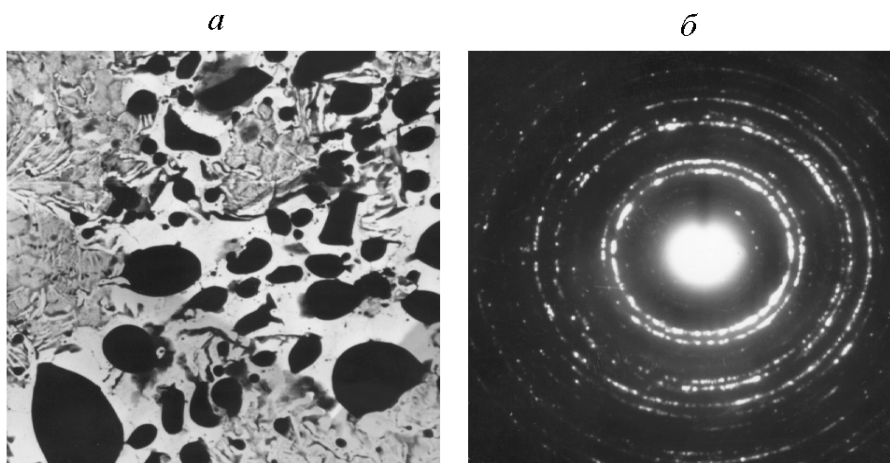


Рис. 3: Изображение пленки олова при температуре 450° C (a) (увел. 18000) и ее электронограмма (б)

олова 232°C) происходит коалесценция отдельных островков в капли (рис.3, *a*). При этом тетрагональная решетка Т1 превращается в тетрагональную решетку Т3 (см.рис.3, *б*) с межплоскостными расстояниями 2,99; 2,69; 1,95; 1,85 Å и т.д. Наличие кристаллической фазы в каплях расплавов индия [4] и олова [6] наблюдалось ранее. Было показано [7], что они не принадлежат оксидам, а структура расплава соответствует модели доменного строения жидкостей.

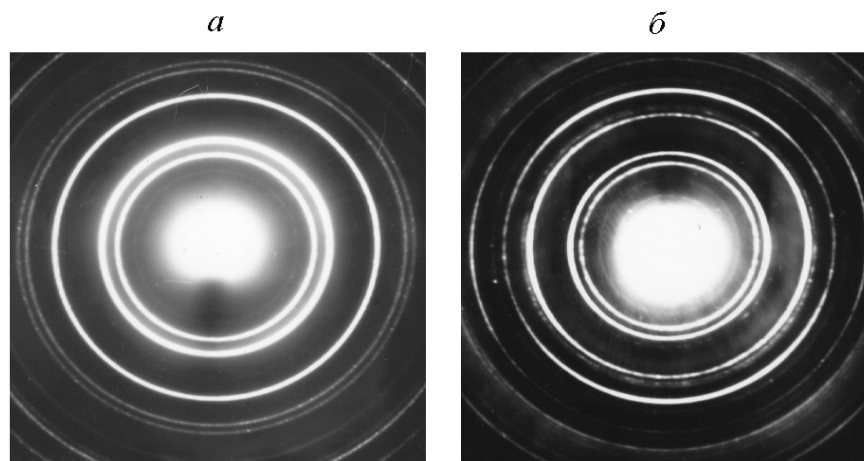


Рис. 4: Электронограмма от капельной фазы олова при 450°C после воздействия торсионным излучением в течение 18 мин с правосторонней поляризацией (*a*) и левосторонней (*б*)

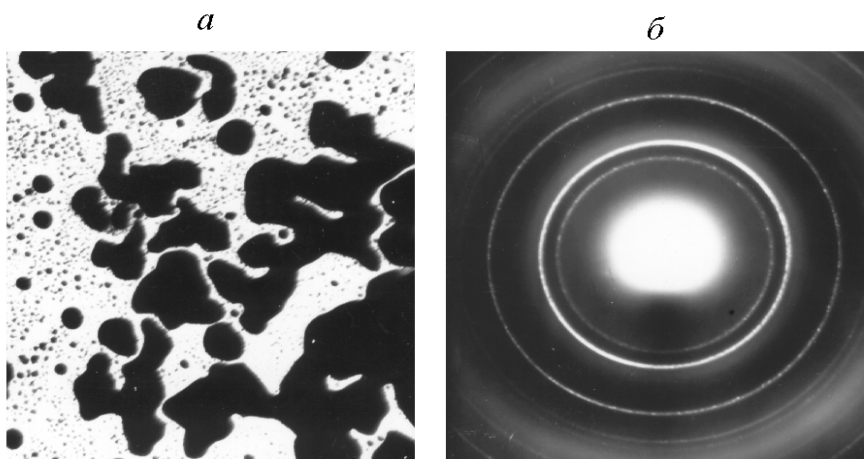


Рис. 5: Фазы плавления олова при нагреве до 650°C (*a*) (увел.18000); электронограмма олова при 650°C после воздействия торсионным излучением с правой поляризацией (*б*)

При температуре образца 450° последний был облучен в течение 18 мин *правым* торсионным полем. В результате этой обработки морфология фаз плавления оставалась прежней (см. рис. 3, *a*); однако характер упаковки атомов в

кластерах (блоках когерентного рассеяния) изменялся (рис.4, *a*) и соответствовал плотной гранцентрированной кристаллической (ГЦК) решетке с параметрами межплоскостных расстояний 2,76; 2,35; 1,66; 1,42; 1,35; 1,16 Å, которым соответствуют индексы (111), (200), (220), (311), (222), (400) с размером куба 4,707 Å. При повторном включении поля с левосторонней поляризацией наблюдалось восстановление типа решетки ТЗ (рис. 4, *b*), который сохранялся при последующем перегреве расплава до температуры 600° С [6].

В процессе нагрева и выдержки до этой температуры происходила коалесценция металла, морфология и дисперсность капель изменялись (рис. 5, *a*), а после включения правого торсионного поля также наблюдалось превращение решетки из тетрагональной ТЗ в ГЦК (рис. 5, *b*). На этой электронограмме наряду с кольцевыми линиями, принадлежащими кристаллической фазе, заметны два кольца в виде гало (см. рис. 5, *b*), которые в соответствии с данными работ [4, 6] относятся к слоистой фазе, наблюдаемой в виде тонких прозрачных пленок (см. рис. 3, *a*).

При охлаждении образца до комнатной температуры морфология фаз и электронограмма не меняются (см. рис. 5, *a, b*).

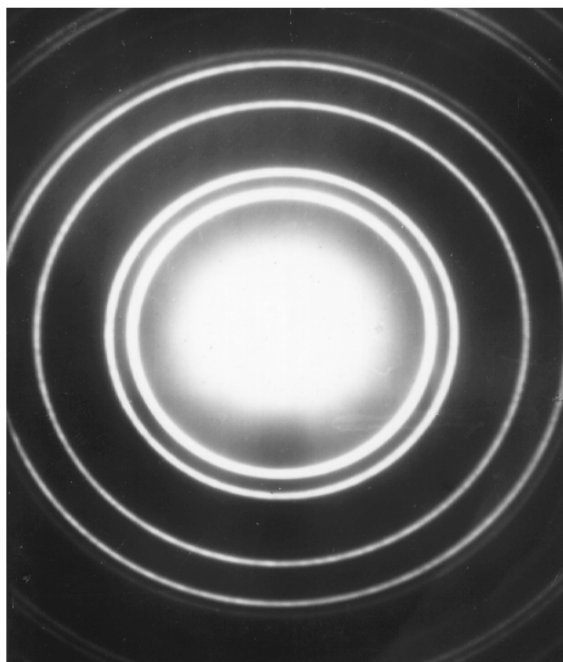


Рис. 6: Электронограмма алюминиевой пленки (эталон)

На рис. 6 в качестве эталона приведена электронограмма алюминия, имеющего ГЦК-решетку К2. Сравнительный анализ типов решеток, изображенных на рис. 5, *b* и 6, однозначно свидетельствует о том, что образовавшаяся под воздействием торсионного излучения фаза в перегретом до 650° олове имеет ГЦК-решетку 2 с параметром $a = 4,707 \text{ Å}$. Объем, приходящийся на один атом, в исходной решетке 1 составляет $\sim 27 \text{ Å}^3$ ($26,996 \text{ Å}^3$), а в новой фазе 2 $\sim 26 \text{ Å}^3$ ($25,956 \text{ Å}^3$), т.е. происходит повышение плотности упаковки атомов. Этот результат является закономерным, поскольку

ГЦК-решетка является наиболее плотно упакованной. Какого-либо химического соединения олова, имеющего решетку 2 с параметром $4,707 \text{ \AA}$, не известно.

Повторный нагрев образца в электронном микроскопе до 800° не привел к изменению ГЦК-решетки. Выдержка образца при комнатной температуре, которая соответствует температуре рекристаллизации в течение одного месяца, также не привела к изменению типа решетки. Возможной причиной полиморфного превращения кластерной фазы жидкого олова из тетрагональной сингонии в наиболее плотную гранецентрированную кубическую сингонию может быть связано с повышением плотности доли коллективных электронов (S-состояний) в валентной зоне. Это равносильно повышению давления на ионную подсистему.

Перераспределение электронов в валентной полосе под воздействием излучения может происходить в результате их спиновой поляризации. На каждом K -уровне энергетической зоны в кристалле в соответствии с принципом Паули и распределением Ферми–Дирака, находятся по два электрона с антипараллельными спинами. Если торсионное излучение приводит к спиновой инверсии части электронов валентной полосы, то на тех K -уровнях, электроны которых после воздействия приобрели параллельную спиновую ориентацию, один из электронов в соответствии с принципом Паули должен перейти на свободный K -уровень. Это равносильно изменению тонкой структуры валентной полосы и ее уширению. Изменение энергетических характеристик электронной подсистемы приводит к изменению многих свойств исследуемых металлов, и поэтому высказанное предположение относительно электронной подсистемы нуждается в дальнейших исследованиях.

Из полученных данных следует, что для олова изменение направления спиральности торсионного излучения при сохранении всех прочих условий приводит к изменению типа кристаллической решетки кластеров, существующих в перегретом расплаве олова. На дифракционную картину и морфологию фазы расплава, существующей в виде слоистой решетки [4]-[7] и имеющей электронограмму в виде гало, торсионное излучение не влияет при температурах 450 и 650° .

Особенно хорошо заметно воздействие торсионного излучения на расплав олова на шлифах, приведенных на рис. 7. Контрольный шлиф олова представлен на рис. 7, *а*, на котором видны большой разброс зерен и большая неоднородность структуры. После обработки расплава олова торсионным излучением был получен шлиф, представленный на рис. 7, *б*. При одном и том же увеличении (6000 раз) на рис. 7, *б* видны однородность структуры и одинаковая величина зерен большего размера.

Исследование воздействий торсионных излучений на олово показало, что любые частицы или их ассоциаты (молекулы, имеющие нескомпенсированные спины) подвержены спиновой поляризации при обработке металлов торсионным полем. А так как расплавы металлов, обладающие доменным строением [8]-[11], содержат на границах структурных элементов большое число оборванных связей, имеющих спиновую нескомпенсированность, то они должны взаимодействовать с торсионным полем. В связи с этим можно предположить, что некоторое спиновое упорядочение частиц или их ассоциатов приведет к возникновению соответствующего структурирования металлической жидкости, что может быть унаследовано при затвердевании.

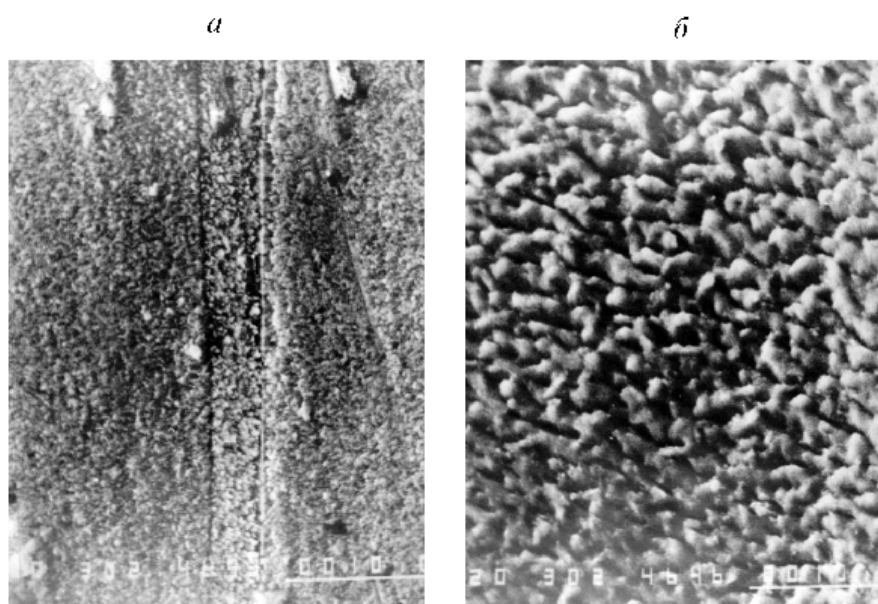


Рис. 7: Изменение структуры олова (увел. 6000) Образцы: *a* – контрольный; *б* – после обработки расплава торсионным излучением

2.2 Изменение структуры меди под действием торсионного поля

Процессы структурообразования в металлах имеют первостепенное значение для достижения тех или иных свойств. Вторым направлением исследований было изучение влияния торсионного излучения на расплав меди. Это влияние оценивалось по изменению структуры и механических свойств литой и катаной меди при сравнительных испытаниях контрольных образцов и образцов, затвердевших после обработки полем. Слитки получены путем переплава меди класса 3 чистоты 99,996 мас.% в печи Таммана в атмосфере аргона. Свойства литого металла исследовались на слитках, полученных путем разлива расплава в графитовые тигли. С целью уменьшения насыщения кислородом катаный металл получен деформацией слитка, который при выплавке не переливался в тигель, а затвердевал и охлаждался в печи в среде аргона. Медь, полученная по последней технологии, служила основой для структурных исследований.

Печь Таммана представляет собой вертикально установленный цилиндр диаметром 350 мм и высотой 600 мм, изготовленный из малоуглеродистой ферромагнитной стали. Источником торсионных излучений служил тот же генератор, что и при работе с расплавом олова.

Генератор устанавливался на расстоянии 400 мм от оси цилиндра печи на уровне расположения тигля с металлом (на уровне центра высоты печи) и облучал расплав в течение 20 мин.

Структура меди контрольного образца и обработанного торсионным полем, представлена на рис. 8. Центральный стык трех зерен (рис. 8, *б*) выглядит рыхлым,

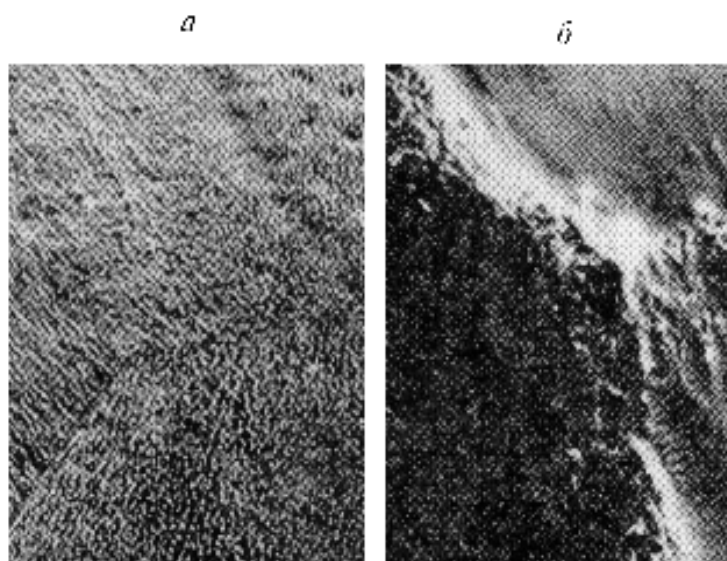


Рис. 8: Микроструктура литой меди (увел. 100) Образцы: *a* – до облучения; *б* – после облучения торсионным излучением

однако при микрозондовом анализе скопления примесных элементов в зоне стыка не обнаружено. Внутри зерен, так же как и в исходном образце, наблюдается пластинчатая фрагментация, но гораздо более мелкодисперсная (рис. 8, *б*) и видимая лишь при увеличении в 1000 раз.

Сравнительное исследование субструктурных особенностей образцов проведено с помощью просвечивающей электронной микроскопии. Структура исходной меди содержит обычные для такого рода состояний дислокационные скопления (рис. 9) [9]; отличительной особенностью субструктуры облученной меди (рис. 9, *a*) служит наличие клубковых дислокационных скоплений и двойников. Последние приводят к возникновению на электронограммах вдоль диффузных линий двойников и экстрарефлексов (рис. 9, *б*) в плоскости (110). Темнопольное изображение двойника (рис. 9, *в*) получено в двойниковом рефлексе (113), показанном стрелкой на рис. 9, *б*. Размер областей когерентного рассеяния составляет 100–200 Å, что свидетельствует о чрезвычайно дисперсном состоянии облученной меди.

В соответствии с уравнением Хола–Петчи диспергирование структуры [10] вызывает повышение прочности, а увеличение плотности внутренних границ, источников дислокаций [11], приводит к возрастанию пластичности. Для выяснения этих положений были проведены сравнительные исследования механических свойств обычной и облученной меди. Слитки для изготовления образцов на разрыв получали путем перелива расплава из тигля в графитовую форму. Затвердевший слиток разрезался вдоль вертикали на четыре сектора (доли), из которых вытачивали цилиндрический стандартный образец с диаметром рабочей части 3 мм. Испытания на разрыв производились на установке НИКИМП.

Воздействие торсионного поля на расплав меди повышает прочность и

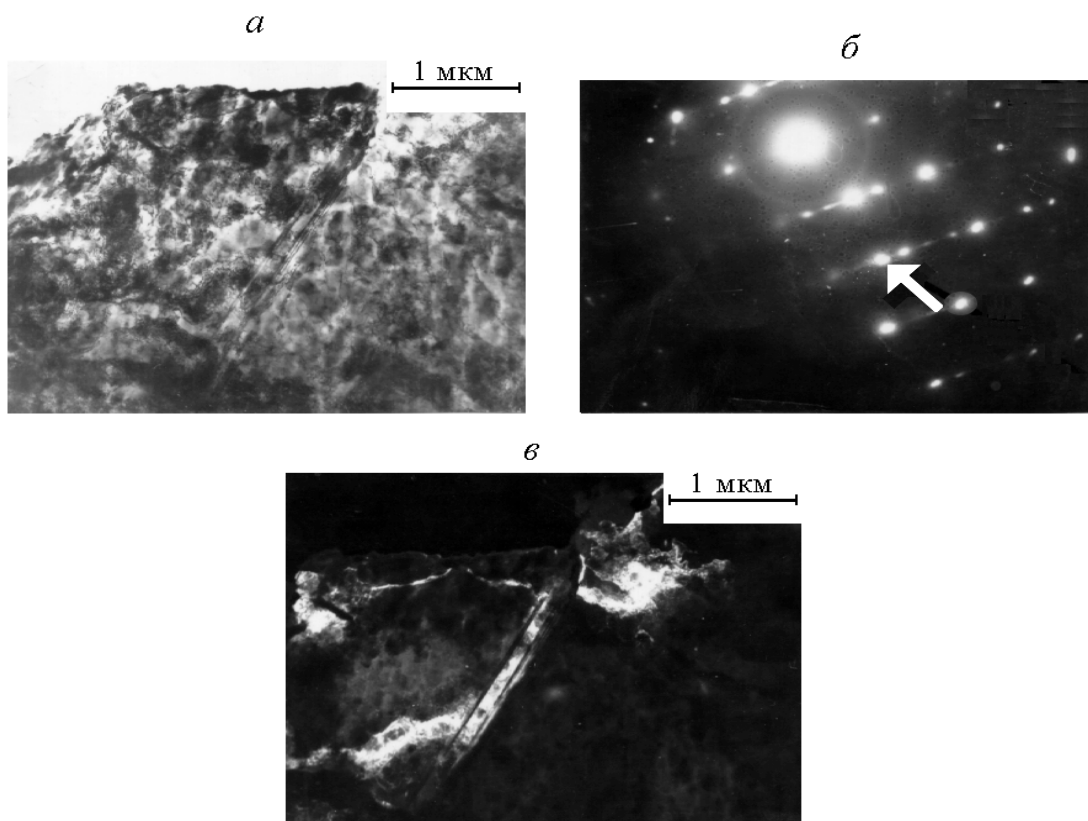


Рис. 9: Субструктура облученной меди (*a*) (увел 19000), ее электронограмма (*б*) и темнопольное изображение двойника в рефлексе, указанном стрелкой на электронограмме (*в*)

Таблица 1:

Характеристика состояния металла	Прочность (Пр.), кг/2	$\frac{\Delta.100\%}{.}$	Пластичность (Пл.), кг/2	$\frac{\Delta.100\%}{.}$
Контрольная плавка	7,1–7,3	12–14	13,2–13,4	21–22
Обработка расплава полем	6,6–7,4	21–24	15,6–16,7	27–31
Обработка расплава сенситивом	6,6–7,6	26–28	16,4–18,0	32–36

пластичность металла (табл. 1). Сопоставление полученных данных указывает на то, что *сенситивные воздействия дают наилучшие результаты*.

Таким образом, медь, обработанная торсионным полем, обладает высокой технологической пластичностью, что позволяет катать металл без промежуточных отжигов с суммарным обжатием 95%. Сужение при разрыве катаной и отпущенной при 400° меди составляет 95%, что превышает известные стандартные значения.

Возможность структурных изменений в металлах при торсионной обработке расплавов, помимо В.П.Майбороды, на фундаментальных экспериментах была позже независимо показана Г.Н.Фурсеем.

В выполненном цикле исследований с оловом и медью были получены предварительные результаты зависимости изменения характеристик металлов при торсионном воздействии на расплав от спектров торсионных излучений. В частности, было установлено уменьшение пор в меди, возникающих при торсионной обработке расплава меди с ростом частоты торсионного излучения при отсутствии продувки металла газом. Чрезвычайно важным фактором, также вытекающим из предсказаний теории вакуума, было изменение структуры металла в объеме, что было следствием предсказываемой высокой проникающей способности торсионных излучений. Результаты тем более впечатляющие, если учесть, что торсионное излучение проникало через стенки печи Таммана, которые в силу замкнутости и заземления образовывали камеру Фарадея.

Не менее важным фактором было то, что изменения структуры металла и в печи Таммана, и в заводских печах происходили при действии торсионного генератора, потребляющего менее 60 мВт энергии.

Указанные исследования были выполнены в 1989–1991 гг. Позже они *были перенесены на заводскую базу*, где было показано, что на заводских электропечах с теми же маломощными торсионными генераторами, которые использовались в лабораторных условиях, получают те же самые структурные изменения металлов при действии на их расплав торсионным излучением. Работы в заводских условиях решают задачу обработки торсионных технологий в металлургии.

2.3 Торсионная технология изготовления силумина

В современной технике широко используется сплав кремния и алюминия, известный под названием силумин. Достаточно сказать, что почти 100% поршней двигателей внутреннего сгорания делается из этого материала. Обычная технология изготовления силумина достаточно дорога, поскольку приходится добавлять во время плавки дорогостоящие присадки (стоимость присадок, примерно, 50 американских долларов на тонну). Без этих присадок металл имеет пористую структуру и его качество не отвечает технологическим требованиям. Исследования торсионного воздействия на расплавленный силумин проводились во многих Российских специализированных организациях, а также зарубежом.



Рис. 10: Торсионные плавки силумина, проведенные в 1999 году в Южной Корее корейскими специалистами

В 1999 году в Южной Корее группа Российских ученых во главе с А.Е.Акимовым провела контрольные плавки силумина с торсионным воздействием на него (см. рис. 10). В результате этой работы было показано (см.рис. 11), что под воздействием торсионного излучения структура силумина менялась в лучшую сторону безо всяких дорогостоящих добавок.

Из рисунка видна качественная однородная структура силумина, полученная под воздействием торсионного генератора. Таким образом, торсионная технология

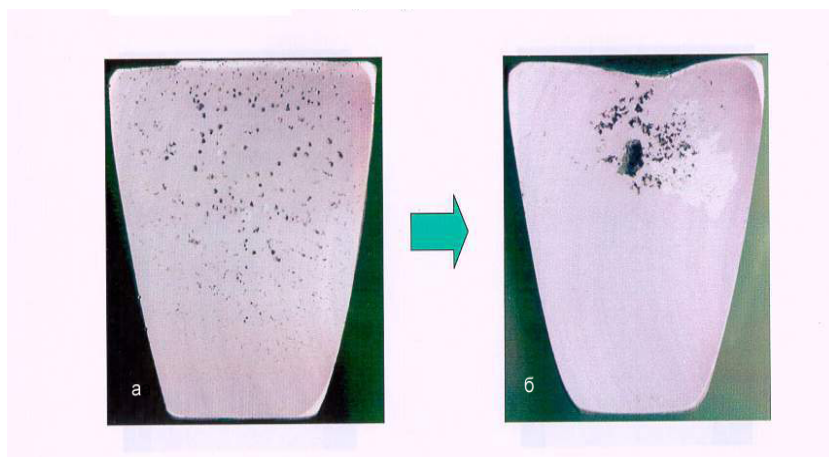


Рис. 11: Силумин, изготовленный специалистами Южной Кореи: а) - без торсионного воздействия; б) с торсионным воздействием

изготовления высококачественных металлов позволяет экономить огромные материальные средства, что в настоящее время очень важно для России.

Список литературы

- [1] *Шипов Г.И.* Теория физического вакуума. Теория, эксперименты и технологии. Москва., Наука, 1997.
- [2] *Акимов А.Е.* Эвристическое обсуждение проблемы поиска дальнодействий: EGS – концепция. М., 1991. 63 с. Препр. МНТЦ ВЕНТ; №7А.
- [3] *Майборода В.П., Акимов А.Е., Тарасенко В.Я, и др.* Структура и свойства меди, унаследованные из расплава после воздействия на него торсионным излучением. М.: МНТЦ ВЕНТ, 1995. 9 с.
- [4] *Maiboroda V.P.* // Thin Solid Films, 1990. Vol. 195. P. 1–10.
- [5] *Майборода В.П., Акимов А.Е., Максимова Г.А, Тарасенко В.Я.* Влияние торсионных полей на расплав олова. М., 1994. 13 с. Препр. МНТЦ ВЕНТ; №49.
- [6] *Майборода В.П.* // УФЖ. 1991. Т. 36, №6.
- [7] *Richter V.H., Breitling G.* // Ztschr. Metallkunde, 1979. Bd. 61, №9. S. 628-636.
- [8] *Майборода В.П.* Исследование закономерности переохлаждения жидкого железа от температуры перегрева. Киев, 1987. Препр. Ин-та пробл. материаловедения АН УССР; №11.
- [9] *Майборода В.П.* // Изв. АН СССР. Металлы. 1990. №4. С. 49–52.
- [10] *Хурт Дж., Лоте И.* // Теория дислокаций. М.: Атомиздат, 1972. С.530–531.

[11] *Майборода В.П., Копань В.С.* // Изв.АН СССР. Металлы. 1973. №3, С.132–136.