


УТВЕРЖДАЮ
Декан ЭФФ


Г.С. Евтушенко
« 05 » декабря 2008 г.

А.В. Батраков, А.Б. Марков

ВОЗДЕЙСТВИЕ СИЛЬНОТОЧНОГО ЭЛЕКТРОННОГО ПУЧКА НА МЕТАЛЛИЧЕСКИЕ МАТЕРИАЛЫ

Методические указания к выполнению лабораторных работ
по курсу «Эмиссионная электроника» для магистрантов,
обучающихся по магистерской программе 210102 «Микроволновая
электроника» направления 210100 «Электроника и микроэлектроника»

УДК 537.533.2(076.5)

ББК 34.55я73

Б28

Батраков А.В.

Б28 Воздействие сильноточного электронного пучка на металлические материалы: методические указания к выполнению лабораторных работ по курсу «Эмиссионная электроника» для магистрантов, обучающихся по магистерской программе 210102 «Микроволновая электроника» направления 210100 «Электроника и микроэлектроника» / А.В. Батраков, А.Б. Марков. – Томск: Изд-во Томского политехнического университета, 2008. – 24 с.


ISBN 5-98298-366-7

УДК 537.533.2(076.5)

ББК 34.55я73

Методические указания рассмотрены и рекомендованы
к изданию методическим семинаром кафедры
сильноточной электроники ЭФФ
«1» сентября 2008 г.

Зав. кафедрой СЭ
член-корреспондент РАН


Н.А. Ратахин

Председатель учебно-методической
комиссии


А.Н. Гормаков

Рецензент

Старший научный сотрудник ИСЭ СО РАН г. Томска

Е.В. Нефёдцев

ISBN 5-98298-366-7

© Батраков А.В., Марков А.Б., 2008

© Томский политехнический университет, 2008

© Оформление. Издательство Томского
политехнического университета, 2008

ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ ЧАСТЬ

Прохождение пучка электронов инициирует протекание в твёрдом теле различных физических процессов, которые можно разделить на две группы: индивидуальные (микрпроцессы) и коллективные (макропроцессы). К индивидуальным процессам относятся элементарные акты взаимодействия проходящего электрона с ядрами и электронами твёрдого тела. При прохождении электронного пучка в веществе происходит большое количество таких элементарных актов рассеяния энергии, что в конечном итоге приводит к изменению макроскопических параметров мишени – температурных полей и полей напряжений. Процессы изменения термодинамических параметров мишени и вызванные этими изменениями иные процессы, как, например плавление, испарение, деформация, тепловое излучение, являются коллективными. Таким образом, объектами исследования при индивидуальных процессах являются отдельные частицы, а при коллективных – макроскопические системы.

В данной части коротко рассмотрены основные индивидуальные процессы, приводящие к рассеянию энергии падающих на мишень нерелятивистских электронов и возбуждению электронной подсистемы твёрдого тела. Приведена методика расчета функции тепловых источников (ФТИ). Рассмотрены также активизирующиеся при нагреве основные макроскопические процессы.

Прохождение электронов через вещество

При прохождении через вещество электрон испытывает упругие и неупругие взаимодействия с атомами и ядрами. При упругом взаимодействии суммарная кинетическая энергия сталкивающихся частиц сохраняется, происходит лишь её перераспределение между частицами. При неупругом взаимодействии часть этой энергии идет на увеличение внутренней энергии атома или ядра.

Упругое взаимодействие электрона с ядром. Определим долю энергии, передаваемой неподвижному ядру налетающим электроном при упругом взаимодействии, и угол рассеяния последнего.

Изменение энергии электрона может быть легко вычислено из законов сохранения импульса и энергии для системы сталкивающихся частиц. Максимальное количество энергии передается покоящейся частице при лобовом ударе. В этом случае, пренебрегая массой электрона по сравнению с массой протона, получаем

$$\frac{\Delta E}{E_0} = \frac{4m_e}{m_p A}, \quad (1)$$

где ΔE – энергия, переданная электроном ядру в результате столкновения; E_0 – начальная энергия электрона; m_e и m_p – масса электрона и протона соответственно; A – относительная атомная масса элемента.

Оценки, выполненные с помощью формулы (1) показывают, что в одном акте взаимодействия электрон передает атому лишь очень малую долю своей энергии. Принимая во внимание тот факт, что доля упругих взаимодействий составляет $\approx 10\%$ от общего числа взаимодействий, можно считать, что энергия электрона при упругих рассеяниях на ядрах не изменяется.

Угловое рассеяние электронов. Дифференциальное сечение упругого рассеяния электрона на ядре $d\sigma$ характеризует вероятность электрона отклониться на тот или иной угол θ в результате взаимодействия. В случае рассеяния электрона на неподвижном ядре без учета спинов частиц сечение задается формулой Резерфорда

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{Z^2 e^4}{16E_0^2 [\sin^2(\theta/2) + (\theta_0/2)^2]^2}, \quad (2)$$

где Ω – элемент телесного угла; Z и e – заряд ядра и электрона, соответственно; θ_0 – параметр экранирования.

С помощью этой формулы можно оценить долю электронов, рассеянных в том или ином диапазоне углов. Оказывается, отклонения электрона на большие углы происходят довольно часто. Например, при $E_0 = 20$ кэВ доля рассеяний с $\theta > 10^\circ$ равна 0.28 для Au и 0.10 для Al. В результате одного или нескольких таких рассеяний электрон может покинуть пределы твердого тела. Такой электрон называется отраженным или неупруго отраженным. Доля отраженных электронов, характеризуемая коэффициентом неупругого отражения электронов η , и уносимая ими энергия слабо зависят от начальной энергии пучка, а определяются только зарядом ядра элемента мишени Z , как это видно из рис. 1 и 2. Доля уносимой отраженными электронами энергии существенна, и, безусловно, ее необходимо учитывать при исследовании процессов, протекающих в твердых телах при их облучении.

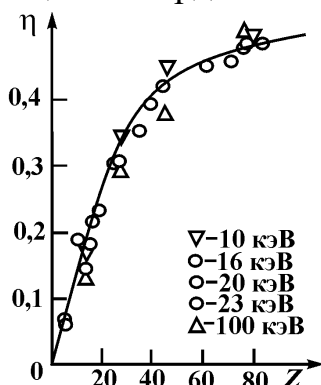


Рис. 1. Доля отражённых электронов η в зависимости от заряда ядра элемента мишени

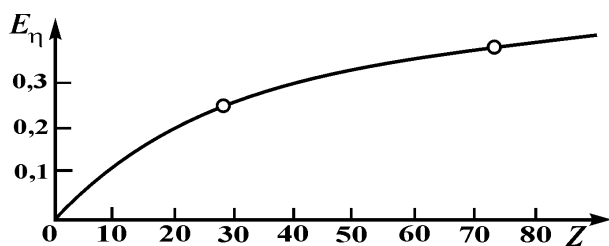


Рис. 2. Доля отражённой энергии E_{η} падающего пучка электронов в зависимости от заряда ядра элемента мишени

Неупругое взаимодействие электрона с ядром. При неупругом взаимодействии электрона с ядром кинетическая энергия электрона может расходоваться на возбуждение ядер и на тормозное рентгеновское излучение.

Энергия первого возбужденного состояния ядер, как правило, превосходит энергию покоя электрона, следовательно, облучение нерелятивистскими электронами не может приводить к возбуждению ядер, поэтому рассмотрение этих процессов остается за рамками данного пособия.

При рассеянии на ядре атома облучаемого вещества электрон движется ускоренно. Из уравнений Максвелла следует, что электрически заряженная частица, движущаяся с ускорением, излучает электромагнитные волны. Это излучение называется тормозным рентгеновским излучением. Спектр его непрерывный, причем максимальная энергия кванта тормозного излучения равна начальной кинетической энергии электрона. Доля энергии пучка, превращающейся в энергию рентгеновского излучения, равна

$$\delta = 10^{-6} E_0 Z, \quad (3)$$

где E_0 выражено в кэВ. Эта формула верна при $0 < E_0 < 2.5$ МэВ.

Эффект торможения электрона в поле атомных электронов еще слабее. Его энергетическая доля приблизительно в Z раз меньше, чем доля тормозного рентгеновского излучения в поле ядер. Таким образом, тормозное излучение при взаимодействии нерелятивистских электронных пучков с мишенью играет несущественную роль.

Ионизационные потери. Основным механизмом потерь энергии электроном в твердом теле являются потери на ионизацию, под которыми понимают энергию, отданную первичным электроном на возбуждение или ионизацию атома. Хотя доля энергии, затраченной непосредственно на ионизацию, может быть намного меньше энергии, потерянной на возбуждение, указанные виды потерь, тем не менее, называются ионизационными. Эти потери связаны с взаимодействием первичного электрона с атомными и определяются сечением Мёллера, которое, однако, строго справедливо для случая рассеяния быстрого электрона на свободном. На своем пути электрон испытывает большое количество таких столкновений. Поэтому принимают, что электрон теряет энергию вдоль своей траектории непрерывно и вводят понятие удельных потерь энергии или тормозной способности среды $-dE/dx$. Такое приближе-

ние называется приближением непрерывного торможения. В нерелятивистском случае удельные потери энергии вычисляют на основании формулы Бете, которую можно записать в универсальном, одинаковом для всех веществ виде

$$d\varepsilon/d\xi = -\ln(\varepsilon)/\varepsilon, \quad (4)$$

где ε – безразмерная энергия; ξ – безразмерный путь.

На рис. 3 представлена зависимость тормозной способности вещества от длины, пройденной электроном, траектории, рассчитанная с помощью уравнения (4). Видно, что в начале траектории удельные потери энергии достаточно малы, а с ростом длины пути потери монотонно увеличиваются. К концу траектории, когда энергия электрона становится порядка среднего потенциала ионизации атома среды, происходит резкий рост тормозной способности среды.

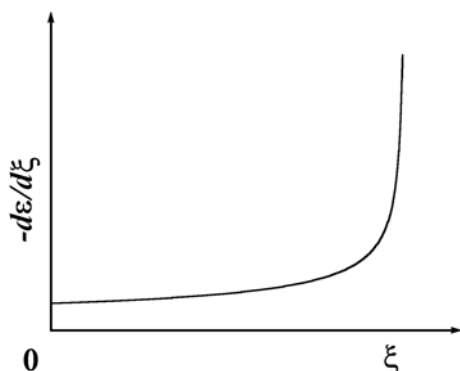


Рис. 3. Зависимость тормозной способности среды от длины пройденной электроном траектории

Электроны пучка могут передавать электронам твердого тела энергию, достаточную для того, чтобы они покинули мишень. Такие электроны называются истинно вторичными. Для того чтобы каким-то образом отделить отражённые электроны от истинно вторичных, вводят условную энергетическую границу и считают, что электроны с энергией до 50 эВ являются истинно вторичными, а электроны с энергией выше 50 эВ – отражёнными. Коэффициент истинной вторичной электронной эмиссии, равный среднему количеству вторичных электронов, выбиваемых одним первичным, для металлов не превосходит числа 2. Исходя из этих данных, можно сделать оценку доли энергии, уносимой вторичными электронами при облучении мишени электронным пучком с энергией первичных электронов ~10 кэВ. Доля уносимой энергии оказывается пренебрежимо малой.

Релаксация между электронной и ионной подсистемами. Налетающие электроны при прохождении в веществе свою энергию практически полностью теряют на ионизацию, т. е. на одночастичные электрон-электронные взаимодействия, что приводит к увеличению внутренней энергии электронного газа. Передача энергии электронным газом кристаллической решётке происходит сравнительно медленно из-за большой разницы в массах электронов и ионов. В материале возникают две под-

системы – электронная и фононная – с разными температурами. С течением времени почти вся энергия возбуждения электронной подсистемы (энергия ионизации) переходит в тепловую энергию или энергию колебания ядер, следовательно, основным результатом потерь энергии нерелятивистских электронов в твёрдом теле является нагрев последнего. Передача энергии от электронной подсистемы кристаллической решётке происходит за счет того, что в некоторый момент времени возбуждённые электроны при движении вокруг ядра (иона) распределяются несимметрично, т. е. на одной стороне атомного ядра заряд больше, чем на другой. Такая асимметрия распределения заряда приводит к неравновешенному электростатическому притяжению ядер, которое и является причиной, заставляющей ядра увеличить амплитуду колебаний. Таким образом, энергия передаётся от электронной подсистемы к кристаллической решётке и температура последней растёт. Выравнивание температур электронной и ионной подсистем происходит за время около 10^{-10} с. Поэтому условно считают, что при длительности импульса облучения больше 10^{-8} с является корректным понятие мгновенного источника теплоты, которое подразумевает, что релаксация между электронной и фононной подсистемами происходит мгновенно, следовательно, разницы температур между ними не существует. Задача о нагреве мишени в этом случае сводится к решению параболического уравнения теплопроводности с тепловыми источниками и определенными краевыми условиями.

Другим каналом релаксации возбужденного атома, не приводящим к увеличению температуры фононной подсистемы, является заполнение вакансии на внутренней электронной оболочке атома путем перехода электрона с более высокого энергетического уровня на более низкий. При таком переходе возможно испускание атомом фотона. Данное излучение называется характеристическим рентгеновским излучением. Его доля в общем рентгеновском излучении пренебрежимо мала.

Функция тепловых источников. Потери энергии электрона по глубине

Выше были рассмотрены основные индивидуальные процессы, приводящие к рассеянию энергии проходящих через вещество электронов. Эти процессы приводят к тому, что в слое мишени толщиной порядка глубины пробега электрона выделяется энергия, основная часть которой в конечном итоге переходит в тепло. Большое число проходящих через мишень электронов и большое количество испытываемых ими актов рассеяния энергии позволяют описывать количество энергии (тепла), выделившееся в единице объёма вещества в единицу времени непрерывной функцией $W(\vec{r}, t)$, несмотря на то, что энергия электроном теряется дискретно. Здесь \vec{r} – радиус-вектор точки мишени. Функцию

$W(\vec{r}, t)$ далее будем называть функцией тепловых источников (ФТИ). Если задача допускает одномерную постановку, а далее будет рассматриваться только одномерный случай, то ФТИ можно вычислить, используя известные полуэмпирические формулы.

Полуэмпирические формулы. Расчёт ФТИ выполняется по следующему алгоритму: вначале по известному полуэмпирическому выражению вычисляется глубина пробега электрона заданной энергии в материале, а затем, используя полуэмпирическое выражение для нормированной функции потерь энергии электроном по глубине, описывающей профиль функции энерговыведения, находится ФТИ.

Из-за многочисленных актов взаимодействия первичного электрона с ядрами и электронами материала его траектория представляет сложную ломаную линию. Проекция траектории электрона на направление распространения пучка, нормально падающего на мишень, называется глубиной пробега или проникновения электрона. Способ экспериментального определения глубины проникновения заключается в следующем. На пути электронного пучка ставят плёнку исследуемого материала и определяют, какая часть электронного пучка проходит сквозь эту плёнку. С увеличением толщины плёнки количество прошедших сквозь неё электронов уменьшается и при определённой толщине становится равным нулю. Эта толщина плёнки соответствует максимальной глубине проникновения. При измерениях максимальная глубина пробега зависит от условий проведения эксперимента, в частности от пороговой чувствительности приборов. Чтобы избежать этой неоднозначности, пользуются понятием экстраполированной, или практической, глубины пробега. Практическая глубина проникновения определяется путём экстраполяции линейной части зависимости «доля прошедших электронов – толщина плёнки» до пересечения с осью абсцисс. Говоря в дальнейшем о глубине проникновения электрона, мы будем иметь в виду именно экстраполированную глубину проникновения R_e . Различие между максимальной и экстраполированной глубиной пробега проиллюстрировано на рис. 4.

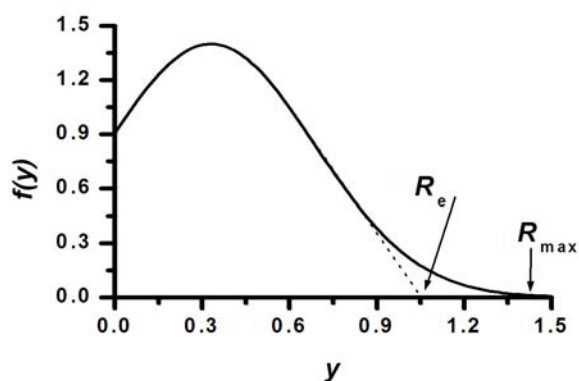


Рис. 4. Нормированная функция потерь энергии по глубине

Глубина пробега. Для моноэнергетического пучка используют приближение, верное в широком диапазоне энергий налетающих электронов, заключающееся в том, что глубина пробега обратно пропорциональна плотности материала мишени с коэффициентом пропорциональности, зависящем только от энергии электрона. Для определения глубины пробега электронов в различных материалах с хорошим приближением можно пользоваться очень простой формулой, предложенной Коваленко

$$R_e = CE_0^{3/2} / \rho, \quad (5)$$

где R_e – [см]; $C=10^{-5}$ [г/(см·кэВ^{1/3})²]; E_0 – [кэВ]; ρ – плотность [г/см³].

Функция потерь энергии по глубине. Рассмотрим ФТИ для однородной мишени в некоторый произвольный момент времени $W(x, t') = W(x)$. Пусть энергия налетающих электронов и плотность их тока в момент времени t' равны E_0 и j , соответственно. ФТИ в этом случае можно записать в виде

$$W(x) = \bar{W} f(x/R_e, E_0, A), \quad (6)$$

где \bar{W} – усреднённая по глубине пробега ФТИ; $f(x/R_e, E_0, A)$ – нормированная на поглощённую в веществе энергию и экстраполированный пробег функция удельных потерь энергии электрона по глубине (далее – просто нормированная функция потерь энергии).

Функция \bar{W} выражается следующим образом:

$$\bar{W} = \frac{jE_0}{eR_e}. \quad (7)$$

Связь нормированной функции потерь энергии с функцией удельных потерь энергии по глубине пробега выражается так

$$f(x/R_e, E_0, A) = -\frac{R_e}{(1-E_\eta)E_0} \frac{dE}{dx}(x/R_e, E_0, A). \quad (8)$$

Как показывает опыт, нормированная функция потерь энергии имеет один и тот же вид в большом диапазоне энергий налетающих электронов. Более того, вид этой функции можно в первом приближении считать не зависящим и от сорта материала мишени. Таким образом, с учётом вышесказанного имеем

$$f(x/R_e, E_0, A) = f(y), \quad (9)$$

где $y = x/R_e$.

Для интерполяции функции $f(y)$ используется много полуэмпирических выражений, и все они дают похожие результаты. В качестве примера на рис. 4 изображена нормированная функция потерь энергии электрона по глубине, построенная с помощью формулы

$$f(y) = 1.4e^{-(2y-0.66)^2}. \quad (10)$$

Из рисунка видно, что пучок электронов по мере движения вглубь образца теряет энергию неравномерно. Максимум энерговыделения находится от поверхности мишени приблизительно на расстоянии 1/3 глубины пробега. Интересно отметить, что как видно из рис. 3, удельные потери энергии электроном вдоль траектории возрастают по мере торможения и на кривой удельных потерь энергии не наблюдается никаких экстремумов. Следовательно, максимум потерь энергии, у зависимости на рис. 4, обусловлен угловым рассеянием, испытываемым пучком электронов при прохождении мишени.

Процессы при нагреве образца

Как уже говорилось ранее, практически вся энергия электронов пучка, поглощенная веществом, в конечном счете, переходит в тепловую. Температура материала повышается, и это создает условия для протекания таких физических процессов, как плавление и испарение. Рассмотрим кратко эти процессы.

Плавление. При достаточной плотности мощности электронного пучка температура твердого тела будет непрерывно увеличиваться и в некоторый момент времени достигнет температуры плавления T_m . После этого, если мы продолжим нагрев, тело начнет плавиться, т. е. переходить из твердой фазы в жидкую. Структура границы раздела между твердой и жидкой фазами даже при медленном плавлении является не резкой, а размытой и ширина этой области составляет несколько межатомных расстояний. Вещество же в этой межфазной области, или зоне перехода, характеризуется тем, что находится при температуре плавления и уже поглотило часть теплоты плавления, которой ему, однако, недостаточно для того, чтобы полностью расплавиться. При высоких плотностях мощности, характерных для обработки материалов концентрированными потоками энергии, эта граница должна размыться заметно больше, так как значительные потоки тепла, вызванные температурными градиентами (до 10^9 К/м) приведут к тому, что, большее, в сравнении с медленным процессом, количество энергии будет поступать из зоны перехода в прилегающую область твердого тела и разогревать его. В то время как вещество в зоне перехода еще не успеет расплавиться, расположенный под ней слой уже достигнет температуры плавления T_m .

Из вышесказанного видно, что вещество переходит из твердой фазы в жидкую через некоторое переходное состояние, которое в иностранной научной литературе иногда называют slush-состоянием. Slush-состояние характеризуют коэффициентом перехода

$$\gamma = \frac{H_{sl} - H_s}{H_l - H_s}, \quad (11)$$

где H_{sl} , H_s и H_l – удельные энтальпии материала в slush, твёрдом и жидком состоянии при температуре плавления, соответственно.

Другими словами, коэффициент перехода γ – это отношение поглощенной энергии, превышающей необходимую для нагревания тела до температуры T_m , к удельной теплоте плавления материала.

Коэффициент перехода характеризует структуру slush-состояния. При положительных γ , близких к нулю, структура подобна кристаллической с большим количеством дефектов, обусловленных разрывом межатомных связей. При γ , близких к единице, структура фактически соответствует структуре жидкости, однако с меньшей, чем у жидкости энтропией. Последнее проявляется в том, что в локальных областях жидкости возникают и распадаются образования, имеющих конфигурацию кристаллитов. С уменьшением γ эти образования становятся более стабильными, в отличие от образований, появляющихся в жидкости при обычной флуктуации.

Итак, плавление происходит следующим образом: тело достигает температуры плавления T_m , находясь еще в твердом состоянии (γ при этом равно 0) и далее поглощает теплоту, находясь в slush-состоянии (γ при этом растёт), наконец, после того как поглощается количество теплоты, равное скрытой теплоте плавления, вещество становится жидким ($\gamma=1$).

При плавлении материала обычным способом, например, в тигле, помещенном в печь, говорят только о твердом или о жидком состоянии материала. Slush-зона, как переходная область между этими двумя состояниями вещества присутствует, однако, в этом случае, размеры ее настолько малы, что обычно она не принимается во внимание. Существенно большие, чем при поверхностном подводе энергии, размеры slush-зоны могут реализовываться при объёмном вводе энергии и в этом случае ее необходимо учитывать. Различие в размерах slush-зон в указанных случаях обусловлено различными принципами их формирования. В первом случае, когда источник энергии расположен на поверхности, slush-зона представляет собой размытую межфазную границу “твёрдое тело-расплав” малой толщины. Размер slush-зоны определяется действующим в материале температурным полем, а в конечном итоге – процессом теплопереноса, который описывается законом Фурье. Во втором случае, когда источник энергии является объёмным, появляется возможность перемещать область выделения энергии по объёму образца, таким образом, вкладывая заданное количество тепла в заранее определенные локальные объёмы твердого тела, тем самым, создавая протяженную область с температурой T_m , т. е. slush-зону. Если вводить энергию достаточно быстро, то процессы теплопереноса за время ввода энергии не будут играть существенной роли и не окажут влияния на

формирование такой области. Конечно, поток частиц, который создает объёмный источник энергии в материале, не может реализовать произвольный профиль энерговыделения, так как потери энергии частицы в процессе ее движения в образце также подчиняются определенным законам. Однако, меняя число и энергию частиц, можно варьировать этот профиль в широких пределах.

При изучении процессов фазовых переходов в материале, когда происходит объёмный ввод энергии, возникает ещё один интересный момент, связанный с тем, что максимум энерговыделения может располагаться не на поверхности, а в глубине образца. Это имеет место, например, при облучении образца импульсным электронным пучком. Если энергия вводится достаточно быстро, то температура плавления T_m вначале достигается не на поверхности материала, а на некотором расстоянии от нее. Полагают, что в этом случае может начаться так называемое внутреннее плавление. Однако, несмотря на то, что температура T_m достигнута, плавление в данном случае может и не произойти, а температура подповерхностной области будет расти дальше. Связано это с тем, что T_m – это температура, при которой начинается плавление со свободной поверхности. И эта температура может существенно отличаться от температуры плавления, начинающегося с межзеренной границы в поликристалле и, тем более, от температуры плавления, которое начинается в объёме монокристалла. Нет никаких оснований полагать, что эти температуры должны быть равны. Это явление имеет некоторую аналогию с тем, что величины переохлаждений, которые достигаются при гомогенной нуклеации, значительно выше тех, которые имеют место при гетерогенном механизме кристаллизации. Последнее связано с различием работ образования критического зародыша в объёме расплава и на смачиваемой подложке.

Испарение. Проблема испарения материалов интенсивным импульсным электронным пучком охватывает широкий круг вопросов, которые можно условно разделить на внешнюю и внутреннюю задачи. К внешней задаче относятся процессы движения паров, образования плазмы, поглощения энергии электронного пучка продуктами разрушения. Внутренняя задача изучает процессы, происходящие в конденсированном веществе: нагревание тела, фазовый переход, движение поверхности, на которой происходит испарение. Поскольку нас интересуют только процессы, происходящие в конденсированном веществе, достаточно ограничиться внутренней задачей. К сожалению, ее не всегда удается решить независимо от внешней. Для разделения задач необходимо, чтобы существовала чёткая граница между конденсированной и паровой фазами. При большой скорости испарения в вакуум атомы, покинувшие мишень, не успевают быстро удалиться друг от друга и про-

должают взаимодействовать как между собой, так и с конденсатом. Чёткая межфазная граница “пар-конденсат” отсутствует, а плотность плавно изменяется от значения, характерного для конденсированного вещества до нуля. Модели, описывающие испарение в этом случае, называются гидродинамическими. Они включают в себя систему уравнений сплошной среды совместно с уравнением состояния. При невысокой скорости испарения плотность пара у поверхности конденсата мала и испаряющиеся атомы быстро разлетаются на расстояния, при которых их взаимодействие прекращается. В этом случае всё вещество можно разделить на две чётко выраженные фазы: паровую и конденсированную. Испарение в данном случае описывается обычным уравнением теплопроводности с соответствующими условиями на границе раздела конденсированной и паровой фаз. Модель, описывающая такое испарение, называется тепловой. Вопрос о применимости той или иной модели определяется, фактически, плотностью потока энергии налетающих частиц. При относительно небольших значениях плотности потока энергии внутреннюю задачу можно анализировать независимо от внешней. Для большинства металлов тепловой механизм разрушения работает вплоть до плотностей поглощённого потока излучения $L_s \sim 10^{13} - 10^{14}$ Вт/м². При более высоких плотностях поглощённого потока всё более существенную роль в балансе энергии начинает играть гидродинамическое движение продуктов разрушения. Мы ограничимся рассмотрением тепловой модели, когда плотность поглощённого потока не превосходит указанного выше критического значения.

В основе модели теплового разрушения лежат два уравнения:

$$-\lambda(T) \frac{\partial T(x,t)}{\partial x} \Big|_{x=x_e(t)} = L_s(t) - \rho v_e(T) \Delta H \quad (12)$$

и

$$v_e(T) = \left(\frac{3}{4\pi} \right)^{1/3} v_s \exp\left(-\frac{q_e M_r}{RT} \right). \quad (13)$$

Здесь λ и T – теплопроводность материала и его температура; $x_e(t)$ – координата испаряющейся поверхности; v_e – скорость испарения; ΔH – разность удельных энтальпий твёрдой и газообразной фазы; v_s – скорость звука в конденсированной фазе; q_e – удельная теплота испарения при 0 К; R – универсальная газовая постоянная; M_r – молярная масса материала.

Первое из этих уравнений представляет собой закон сохранения энергии на границе испарения, а второе выражает зависимость скорости испарения от температуры и является решением соответствующей кинетической задачи, базирующейся на теории абсолютных скоростей ре-

акций. Заметим также, что левая часть уравнения (12) представляет собой плотность потока энергии на границе испарения.

Если считать пар металла одноатомным идеальным газом и пренебречь удельным объёмом твёрдой фазы в сравнении с удельным объёмом пара, а также не учитывать скачка температуры на фронте испарения, то для ΔH можно получить выражение

$$\Delta H = q_e - RT/(2M_r). \quad (14)$$

Принимая во внимание, что при электронно-лучевом воздействии нагрев мишени осуществляется объёмным тепловым источником, приравняем $L_s=0$. Подставляя затем выражения (13) и (14) в равенство (12), получим следующее выражение для плотности потока энергии, идущей на испарение:

$$L_e = -\rho \left(\frac{3}{4\pi} \right)^{1/3} v_s \exp\left(-\frac{q_e M_r}{RT}\right) \left(q_e - \frac{RT}{2M_r} \right). \quad (15)$$

Зависимость $L_e(T)$ носит экспоненциальный характер и, начиная с некоторого значения температуры, доля энергии, идущей на испарение будет весьма значительна. Это говорит о необходимости учёта испарения при достижении расплавом на поверхности таких температур.

Конденсация. Выражение (15) определяет плотность потока энергии, уносимой с поверхности конденсированной мишени за счёт испарения. Вообще говоря, плотность потока уносимой энергии будет несколько ниже за счёт того, что часть атомов вернётся из пара в конденсированную фазу. Можно показать, однако, что если испарение происходит в вакуум и скорость отвода атомов от поверхности металла определяется скоростью расширения пара в вакуум, влияние конденсации на скорость фронта испарения оказывается малым. Расчёт даёт, что отношение прямого и обратного энергетического потоков составляет 0.18. Из этой доли возвращающихся на мишень атомов, в конденсированную фазу перейдут не все, а только некоторая доля из них, определяемая коэффициентом прилипания. Имея в виду, кроме того, слабую зависимость скорости фронта испарения от предэкспоненциальных множителей, влияние конденсации на скорость испарения материала в вакууме следует считать малозначительным.

Удельная теплота испарения. Зависимость удельной теплоты испарения от температуры может быть описана приближённой формулой

$$\frac{q_T}{q_e} = \text{th} \left(\frac{q_T T_c}{q_e T} \right), \quad (16)$$

где q_e и q_T – удельные теплоты испарения при абсолютном нуле температур и температуре T , соответственно; T_c – критическая температура. Из выражения (16) можно получить, что при $T \leq 0.6T_c$ теплота испаре-

ния слабо меняется с температурой, а затем (при $T \rightarrow T_c$) быстро падает до нуля. Поэтому, если температура поверхности далека от критической, то можно полагать $q_T \approx q_e$.

Кипение. При интенсивном нагреве металл в обычных условиях плавится, после чего расплав нагревается до температуры кипения и дальнейший рост его температуры прекращается: происходит объёмное испарение расплава при температуре кипения. Расчёт температуры мишени, подверженной воздействию концентрированных потоков энергии, показывает, что температура её поверхности может существенно превышать температуру кипения при атмосферном давлении, а кипение материала не происходит. Это связано с влиянием реактивного давления. Оно обусловлено силовой отдачей от испаряющихся атомов на поверхность жидкого металла и может быть найдено на основании теории испарения, развитой Френкелем. Это давление для меди при температуре поверхности 4000 К составляет ≈ 2 МПа. Используя формулу Клапейрона-Клаузиуса, можно оценить сдвиг температуры кипения жидкой меди при таком давлении: температура кипения должна повыситься на ~ 1000 К. При дальнейшем росте температуры поверхности реактивное давление ещё больше возрастает, что, в свою очередь, приводит к дальнейшему сдвигу температуры кипения в сторону ее увеличения. Таким образом, кипения расплава металла при воздействии интенсивного потока энергии происходить не должно.

Контрольные вопросы

1. Какое максимальное количество энергии может передать электрон с энергией 100 кэВ ядру атома железа при упругом столкновении?
2. Какой энергией должен обладать электрон, чтобы упруго выбить атом титана из узла кристаллической решетки? Принять, что при выбивании образуется френкелевская пара с энергией образования 20 эВ.
3. Используя рис. 1 и 2 оценить среднюю энергию отраженного электрона при облучении платиновой мишени электронным пучком с энергией $E_0 = 100$ кэВ.
4. Оценить долю энергии пучка с энергией 1 МэВ, облучающего вольфрамую мишень, которая идет на тормозное рентгеновское излучение.
5. Чему будет равен коэффициент перехода γ , если разница удельных энтальпий материала в твердом и slush-состоянии составляет 10% от удельной теплоты плавления?

Задания

1. Построить ФТИ для пучка электронов с энергией 30 кэВ и плотностью тока 200 А/см^2 , падающего на титановую мишень толщиной, превышающей глубину пробега электронов.
2. Построить зависимости плотности потока энергии, идущей на испарение от температуры поверхности для алюминия и железа.

ПРАКТИЧЕСКАЯ ЧАСТЬ

Сглаживание и гомогенизация поверхности образца

Как следует из теоретического анализа проблемы взаимодействия интенсивного импульсного электронного пучка с веществом, проведенного в первой части данного пособия, основным результатом воздействия пучка является нагрев, плавление или испарение тонкого приповерхностного слоя мишени, в то время как остальная часть материала мишени практически не модифицируется. Результат воздействия определяется режимом облучения материала. Постепенно увеличивая поверхностную плотность энергии облучения, можно перейти от простого нагрева мишени к ее начальному и интенсивному плавлению и, далее, к испарению. Из экспериментов следует, что важным режимом обработки материала является режим начального плавления поверхности. Не вдаваясь в подробности, будем считать, что этот режим реализуется, когда толщина зоны расплава сравнима с глубиной пробега электрона. Характерная глубина пробега низкоэнергетических электронов (10–20 кэВ), используемых в данной работе в качестве инструмента для облучения материалов, в металлах составляет $\sim 1 \text{ мкм}$. Следовательно, в режиме начального плавления поверхности будет плавиться приповерхностный слой мишени толщиной от десятых долей до единиц микрометров.

Технологическая важность обработки материалов в режиме начального плавления поверхности заключается в том, что в этом режиме наиболее эффективно происходит сглаживание поверхности и ее гомогенизация.

Сглаживание поверхности. Реальная поверхность отличается от идеальной наличием искажений или неровностей, являющихся неизбежным следствием процесса обработки. Наличие таких неровностей проявляется в микрорельефе или шероховатости поверхности. Шероховатость зависит от метода обработки поверхности и характеризуется параметром R_a , так называемым средне арифметическим отклонением профиля от средней линии. Параметр R_a измеряется в микрометрах: чем более шероховатая поверхность, тем больше параметр R_a .

При обработке поверхности импульсным электронным пучком в режиме начального плавления, происходит уменьшение шероховатости поверхности или ее сглаживание, как это схематически показано на рис. 5. Исходная поверхность (а) содержит неровности. В процессе облучения и в начальный момент времени после него, пока на поверхности существует зона расплава, вдоль этой поверхности действует сила поверхностного натяжения \vec{F} , обозначенная стрелками (б). Эта сила приводит к выравниванию неровностей или уменьшению шероховатости поверхности, находящейся в жидком состоянии. В результате следующей затем кристаллизации формируется сглаженная поверхность уже в твердой фазе, как это показано на нижнем рисунке (в).

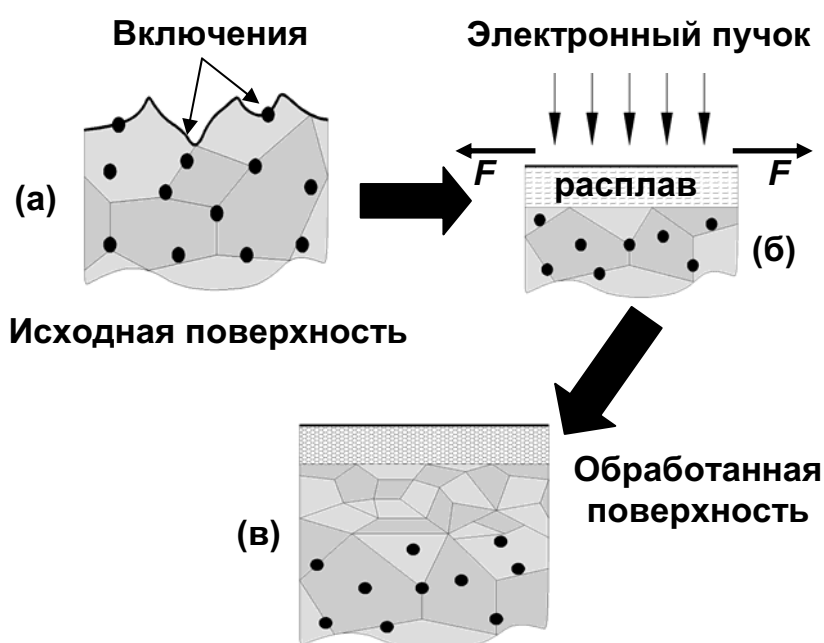


Рис. 5. Схематическое представление состояния поверхностного слоя до (а) в процессе (б) и после (в) обработки интенсивным импульсным электронным пучком

Гомогенизация поверхностного слоя. Практически всегда материалы, даже аттестуемые как однофазные, не являются таковыми. Дело в том, что они содержат микроскопические включения вторых фаз, являющиеся неизбежными неметаллическими примесями, возникающими в материале в процессе его производства и присутствующими в нем в виде обособленной фазы, как это показано на рис. 5, а. Эти примеси присутствуют, в том числе и на поверхности, что делает ее негомогенной (неоднородной). Такая неоднородность является нежелательной, поскольку именно она является причиной коррозии, если иметь в виду использование металлических материалов, главным образом сталей, в приложениях, связанных с работой деталей в агрессивных средах или

причиной пробоя, если говорить об использовании металлических деталей в качестве компонентов электродинамических систем.

Облучение материала интенсивным импульсным электронным пучком в режиме начального плавления приводит к плавлению тонкого поверхностного слоя, при этом присутствующие в зоне нагрева включения, имеющие, как правило, низкое значение теплопроводности, перегреваются относительно матрицы и частично испаряются, а частично растворяются в расплаве основного материала. Происходит практически полная гомогенизация поверхностного слоя вследствие удаления оттуда включений вторых фаз (рис. 5, б). Следующая затем кристаллизация приводит к гомогенному составу поверхности в твердой фазе, как это показано на нижнем рисунке (рис. 5, в).

Оборудование и методика проведения экспериментов

Экспериментальная часть работы будет проводиться на источнике низкоэнергетических сильноточных электронных пучков микросекундной длительности. Пучок генерируется в источнике с плазмонаполненным диодом и взрывоэмиссионным катодом. Основные параметры источника следующие:

- длительность импульса 2–3 мкс;
- энергия электронов 10–20 кэВ;
- плотность тока электронов на облучаемой мишени 100–200 А/см²
- частота следования импульсов 0.1 Гц

Принцип работы источника и методика облучения образцов изложены в инструкции по использованию установки и данном пособии не приводятся.

Прежде, чем приступать к облучению, необходимо надлежащим образом приготовить образцы, предполагаемые для электронно-лучевой модификации.

Подготовка образцов. Для проведения материаловедческих исследований по модификации материалов электронными пучками образцы перед облучением, как правило, шлифуются и полируются. Шлифовка проводится с помощью наждачной бумаги различной зернистости с постепенным переходом от более крупного к более тонкому абразиву. Полировка проводится с помощью алмазной пасты или с помощью специальных суспензий. Для проведения качественной шлифовки необходимо применять не менее четырех–шести номеров бумаги. Шлифовку и полировку, конечно, желательно проводить на специализированном оборудовании, но допускается и подготовка образцов вручную. Для этого наждачная бумага помещается на ровную и гладкую поверхность, как правило, толстое стекло, и образец, слегка прижимается к этой поверх-

ности рукой. Одновременно рука с образцом начинает совершать поступательные движения в двух противоположных направлениях с амплитудой 3–5 см. Для каждого вида металлических материалов отработана собственная процедура шлифовки и полировки, включающая необходимый набор номеров шлифовальной бумаги, времена процессов и усилия прижима образцов к абразиву. Эти процедуры изложены в специальной научной литературе. После каждого этапа шлифовки или полировки образцы желательно промывать в воде, спирте или ацетоне в ультразвуковой ванне в течение 5–10 минут, чтобы удалить частицы абразива, внедряемые в образец при контакте со шлифовальной бумагой или суспензией.

Размер образца. Линейные размеры образца для облучения могут варьироваться и составлять от нескольких миллиметров до метров. В случае, когда имеет место не технологическое применение электронного пучка, связанное с конкретными деталями, а материаловедческое исследование, размеры образца определяются удобством манипулирования, как при его подготовке, так и при последующем исследовании. Наиболее удобными с точки зрения исследований следует признать размеры образца 15–20 мм. Причем, образцы могут быть как квадратной формы, так и в форме дисков. Толщину образца лучше выбирать в диапазоне от 2 до 4 мм.

Крепление образцов. Подготовленный образец следует поместить в вакуумную камеру и закрепить его в центральной части коллектора. Крепление нужно осуществить таким образом, чтобы между облучаемой поверхностью и электронным пучком не располагались никакие элементы крепления. В противном случае, возможно распыление материала элемента крепления и попадание его на облучаемую поверхность. **Этого допускать нельзя!**

Обычно крепление образца осуществляется с помощью точечной сварки. Элемент крепления в виде кусочка фольги толщиной 100–200 мкм приваривается одной стороной к торцевой или тыльной поверхности образца, а с другой – к коллектору. Желательно располагать элементы крепления симметрично: это важно с точки зрения симметричности прохождения тока через образец и равномерности его облучения. После закрепления предварительно подготовленного образца на коллекторе, вакуумная камера закрывается и производится откачка системы и другие манипуляции, предусмотренные правилами работы с электронно-пучковой установкой.

Выбор режима облучения. Основными параметрами, влияющими на характеристики электронного пучка, являются зарядное напряжение генератора импульса напряжений (ГИН), давление в вакуумной камере и расстояние катод–коллектор. Чаще всего, характеристики пучка варь-

ируются с помощью изменения зарядного напряжения ГИНа. Режим облучения подбирается с помощью численного моделирования температурных полей в мишени или экспериментально. В последнем случае образцы последовательно облучают в вакуумной камере, каждый раз изменяя зарядное напряжение ГИНа, а, следовательно, и плотность энергии пучка от наименьшего значения к наибольшему. После облучения в каждом режиме, поверхность образца исследуется в оптическом микроскопе. Появление следов оплавления на поверхности соответствует реализации режима начального плавления поверхности, который будет иметь место вплоть до проявления на поверхности следов интенсивного перемешивания расплава. В данных лабораторных работах будет использоваться уже откалиброванная электронно-пучковая установка, где нужно будет проводить облучение образцов пучком с заранее известными параметрами.

Еще одним важным фактором с точки зрения облучения материала является количество импульсов облучения. Известно, что при облучении материала серией импульсов имеется разброс поверхностной плотности энергии от импульса к импульсу. Причем, отклонения от среднего значения плотности энергии в ту или иную сторону могут составлять 30–40%. Исходя из этого, с точки зрения достоверности и повторяемости результатов, необходимо проводить облучение серией импульсов. В случае единичного выстрела можно получить плотность энергии, достаточно сильно отклоняющуюся от того значения энергии, которое нам необходимо. В случае серии импульсов отдельные выстрелы также могут отклоняться от заданной плотности энергии, но усредненная плотность энергии будет равна заданному заранее значению. Экспериментально установлено, что серия должна состоять из нескольких десятков импульсов. Рекомендуемое количество импульсов для экспериментов, которые запланированы в настоящей лабораторной работе, равно двадцати.

Методы исследования. Основными и простейшими методами, которые применяются для исследования морфологии структуры материала после облучения электронным пучком, являются оптическая микроскопия и сканирующая электронная микроскопия поверхности. Также важную информацию о прочностных свойствах поверхности и, косвенно, о фазовом составе поверхности можно получить с помощью измерения микротвердости. Более сложными и дорогостоящими методами, позволяющими проводить исследования фазового и элементного состава материала, являются рентгеноструктурный анализ и оже–электронная спектроскопия. Кроме того, возможно проведение тестов материала на определение его трибологических и коррозионных свойств. Получить

детальную информацию об изменении свойств по глубине можно с помощью вышеуказанных методов, исследуя не поверхность, а шлиф материала.

Основным принципом проведения исследований является использование последовательности методов, начиная от простого к сложному. Так, нет смысла проводить оже-электронную спектроскопию до исследования поверхности с помощью сканирующей электронной микроскопии.

Лабораторные работы

Данные лабораторные работы не предполагают проведение каких-либо сложных материаловедческих исследований, связанных с изучением элементного или фазового состава материала. Поэтому шлифовка и полировка образцов проводиться не будут, а образцы будут приготавливаться просто вырезанием фигур заданного размера из листового проката с шероховатостью R_a не хуже 2 мкм.

№ 1. Сглаживание поверхности

1. Подготовить образец технического титана размером 20×20 мм и толщиной 1–3 мм.
2. Промыть образец в ультразвуковой ванне и высушить с помощью фильтровальной бумаги или фена.
3. Закрыть образец фольгой из титана так, чтобы половина предполагаемой к облучению поверхности образца была закрыта фольгой, и, соответственно, не подвергалась облучению пучком, а вторая половина образца оставалась открытой для облучения.
4. Закрепить образец на коллекторе.
5. Облучить образец в режиме начального плавления поверхности серией импульсов.
6. Достать образец из камеры и осторожно, не касаясь руками облученной стороны, убрать пинцетом прикрывающую половину поверхности фольгу.
7. Исследовать с помощью оптического, а при возможности и сканирующего микроскопа облученную и необлученную поверхности. Результат объяснить.
8. Измерить пять раз с помощью профилометра шероховатость облученной и необлученной поверхности. Найти среднее значение и дисперсию. Результат объяснить.

№ 2. Гомогенизация поверхности

1. Подготовить образец углеродистой стали размером 20×20 мм и толщиной 1–3 мм. При наличии следов ржавчины аккуратно удалить их с помощью шлифовальной бумаги.
2. Промыть образец в ультразвуковой ванне и высушить с помощью фильтровальной бумаги или фена.
3. Закрывать образец фольгой из стали так, чтобы половина предполагаемой к облучению поверхности образца была закрыта фольгой, и, соответственно, не подвергалась облучению пучком, а вторая половина образца оставалась открытой для облучения.
4. Закрепить образец на коллекторе.
5. Облучить образец в режиме начального плавления поверхности серией импульсов.
6. Достать образец из камеры и осторожно, не касаясь руками облученной стороны, убрать пинцетом прикрывающую половину поверхности фольгу.
7. Исследовать с помощью оптического, а при возможности и сканирующего микроскопа облученную и необлученную поверхности. Результат объяснить.
8. Положить образец на нагреватель с закрытой спиралью и подогреть до $35\text{ }^{\circ}\text{C}$. Капнуть несколько капель 5% водного раствора NaCl на границу раздела облученная–необлученная область. Выдержать пол–часа, добавляя жидкость на границу раздела по мере ее испарения. Исследовать границу раздела и прилегающие области под микроскопом. Результат объяснить.

РЕКОМЕНДУЕМАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. Шиллер З., Гайзиг У., Панцер З. Электронно–лучевая технология. – М.: Энергия, 1980. – 528 с.
2. Аброян И.А., Андронов А.Н., Титов А.И. Физические основы электронной и ионной технологии. – М.: Высш. шк., 1984. – 320 с.
3. Коваленко В. Ф. О расчёте глубины проникновения электронов // Электронная техника, 1972, сер. 1, «Электроника СВЧ». – № 1. – С. 3–11.
4. Рыкалин Н.Н., Зуев И.В., Углов А.А. Основы электронно-лучевой обработки материалов. – М.: Машиностроение, 1978. – 239 с.
5. Назаров Д.С., Озур Г.Е., Проскуровский Д.И. Генерация низкоэнергетических сильноточных электронных пучков в пушке с плазменным анодом // Изв. вузов. Физика, 1994. – № 3. – С. 100–114.
6. Модифицирование и легирование поверхности лазерными, ионными и электронными пучками / под ред. Поута Дж.М., Фоти Г., Джекобсона Д.К. – М.: Машиностроение, 1987. – 424 с.
7. Действие излучения большой мощности на металлы / Анисимов С.И., Имас Я.А., Романов Г.С., Ходыко Ю.В. – М.: Наука, 1970 – 272 с.
8. Марков А.Б., Проскуровский Д.И., Ротштейн В.П. Формирование зоны теплового влияния в железе и стали 45 при воздействии низкоэнергетических сильноточных электронных пучков // препринт ТНЦ СО РАН № 17, 1993. – 63 с.

Учебное издание

БАТРАКОВ Александр Владимирович

МАРКОВ Алексей Борисович

ВОЗДЕЙСТВИЕ СИЛЬНОТОЧНОГО ЭЛЕКТРОННОГО ПУЧКА НА МЕТАЛЛИЧЕСКИЕ МАТЕРИАЛЫ

Методические указания к выполнению лабораторных работ
по курсу «Эмиссионная электроника» для магистрантов,
обучающихся по магистерской программе 210102 «Микроволновая
электроника» направления 210100 «Электроника и микроэлектроника»

Научный редактор
доктор технических наук,
профессор

В.Я. Ушаков

Верстка
Дизайн обложки

*В.П. Аршинова
О.Ю. Аршинова
О.А. Дмитриев*

Подписано к печати 10.12.2008. Формат 60x84/16. Бумага «Снегурочка».


Печать XEROX. Усл. печ. л. 1,4. Уч.-изд. л. 1,26.

Заказ 836. Тираж 200 экз.



Томский политехнический университет
Система менеджмента качества
Томского политехнического университета сертифицирована
NATIONAL QUALITY ASSURANCE по стандарту ISO 9001:2000



ИЗДАТЕЛЬСТВО  ТПУ. 634050, г. Томск, пр. Ленина, 30.