

Люминесценция тонких металлических пластин и пленок, возбуждаемая пластическими деформациями при воздействии лазерных импульсов

А.Ф.Банишев, В.Я.Панченко, А.В.Шишков

Исследованы механизмы возбуждения деформационно-стимулированной люминесценции (МЛ) тонких металлических пластин и пленок из хрупких металлов. МЛ возбуждается в результате импульсной пластической деформации при воздействии лазерных импульсов.

Введение

Активация процессов рождения, взаимодействия и аннигиляции дефектов в результате импульсных, пластических деформаций, особенно в условиях близких к порогу разрушения материала и при разрушении, может сопровождаться явлением эмиссии частиц и света (электронов, ионов, атомов, кластеров и фотонов). В работах [1-5] представлен обзор ранних экспериментальных работ, выполненных к тому времени по исследованию механо-эмиссионных явлений. Было установлено, что при пластической деформации и разрушении многих материалов (диэлектриков, полупроводников, металлов), кроме эмиссии частиц, может наблюдаться также слабое оптическое свечение. Деформационно-стимулированная эмиссия света (механолюминесценция-МЛ) — давно известное, но до настоящего времени мало изученное явление. Большее понимание достигнуто в изучении механизмов возбуждения МЛ диэлектриков и полупроводников, и особенно кварца [6], щелочно-галлоидных кристаллов (ЩГК) [7], молекулярных кристаллов и полимеров [8] и элементов II-IV-групп [9]. Согласно опубликованным в литературе работам (см. [1-21]), свечение в этих материалах обусловлено взаимодействием различных структурных дефектов. Установлено, что интенсивность МЛ зависит от скорости деформации и концентрации дефектов.

Энергетическое и временное распределение

эмитированных частиц непосредственно связаны с реакциями взаимодействия структурных дефектов, инициируемых пластической деформацией, что позволяет использовать это явление для исследования механизмов начальной стадии разрушения различных материалов. Поэтому исследования в этом направлении имеют как фундаментальный, так и практический интерес.

Более сложным оказалось исследование МЛ металлов. Несмотря на то, что МЛ зарегистрирована более чем в двадцати различных металлах и сплавах, механизм ее возбуждения до конца неясен. В большей части работ ее регистрировали в условиях разрушения материала, т.е. при разрыве и сколе [22,23]. Исследования люминесценции металлов, возбуждаемой в результате пластической деформации, проводились в основном на пластичных материалах, как правило, благородных металлах Ag, Au, Pt и Cu. Теоретические работы также в основном были направлены на интерпретацию результатов исследования МЛ благородных металлов (в основном, меди) [24-26]. Для объяснения полученных экспериментальных результатов был предложен “дислокационный” механизм возбуждения МЛ, основанный на излучательных процессах аннигиляции дислокаций противоположного знака в тонком поверхностном слое и с выходом их на поверхность. Согласно этому механизму, способность металла люминесцировать при пластической деформации определяется наличием подвижных (слабозакрепленных) дислокаций в

образце, а интенсивность люминесценции должна зависеть от количества проаннигилировавших или вышедших на поверхность дислокаций в единицу времени. Если исходить с позиций этого механизма, то тогда для хрупких металлов (в которых подвижности дислокаций на несколько порядков меньше) следовало бы ожидать очень слабую люминесценцию из-за низкой подвижности последних в этих материалах. Также следует ожидать слабую МЛ в образцах, имеющих микронные размеры (например, в тонких пленках), так как в их объеме, дислокаций практически нет (дислокации выходят на поверхность).

В ряде последних работ для исследования МЛ металлов использовались лазерные импульсы. При воздействии лазерных импульсов на поглощающие материалы в поверхностном слое за короткое время достигаются высокие градиенты температуры и термонапряжений, которые могут привести к пластической деформации и, таким образом, к активации движения и взаимодействия дефектов имеющихся в материале, что в свою очередь приводит к возбуждению МЛ. Такой метод возбуждения МЛ ранее использовался в работах [27-30] при исследовании МЛ пластичных металлов (медь и благородные металлы).

Данная работа посвящена исследованию механизмов возбуждения МЛ тонких металлических пластин и пленок из хрупких металлов, возбуждаемой в результате импульсной пластической деформации при воздействии лазерных импульсов.

Для проведения исследований был подготовлен набор металлических пластин из W, Mo (хрупкие материалы с низкой подвижностью дислокаций) и набор пленок из Mo, Ti, Cu, Al, напыленных на стеклянные и кварцевые подложки. Контроль состояния исследуемой поверхности проводился с помощью оптического и атомно-силового микроскопов.

1. Механолюминесценция хрупких металлов (вольфрама и молибдена), возбуждаемая воздействием миллисекундных импульсов Nd³⁺:YAG лазера

Вольфрам и молибден относятся к хрупким металлам и имеют высокие значения упругих модулей, и поэтому дислокации в них обладают низкой подвижностью (например, подвижность дислокаций в вольфраме на 4-5 порядков меньше по сравнению с медью и благородными металлами [31]). Однако экспериментально была зарегистрирована механолюминесценция этих металлов (хотя и относительно слабая) [32-37].

1.1. Экспериментальная установка, подготовка образцов и методика исследования механолюминесценции металлов

Так как интенсивность МЛ металлов достаточно слабая ($\sim 10^{-9}$ - 10^{-10} Вт/см²), то ее регистрация связана с определенными экспериментальными трудностями. Использование лазерных импульсов для возбуждения МЛ, с одной стороны, представляется удобным, так как позволяет локально и с высокой скоростью деформировать любой участок поверхности, с другой стороны, деформация в этом случае есть результат быстрого, локального разогрева поверхности, поэтому возникающее тепловое свечение может стать основной помехой при регистрации сигнала МЛ. Для того чтобы частично избежать эти трудности, в ряде опытов образец помещался в вакуумную камеру, а регистрация МЛ проводилась с тыльной, по отношению к воздействию лазерному лучу, стороны образца.

На рис.1 показана схема экспериментальной установки. Исследуемый образец (3) устанавливался в вакуумную камеру (2), давление в которой могло меняться от 10^{-2} Торр до одной атмосферы. Образцы подвергались воздействию импульсов Nd³⁺:YAG лазера (1) с параметрами выходного излучения $\tau_p=1,4$ мс, $Q_l=3,5$ Дж (режим свободной генерации). Излучение лазера фокусировалось на поверхность образца в пятно размером 1,2-2 мм. В эксперименте исследовалось свечение поверхности тыльной стороны образца. Для этого с обратной стороны образца на расстоянии 1-18 см соосно лазерному лучу устанавливался фотоумножитель ФЭУ (4).

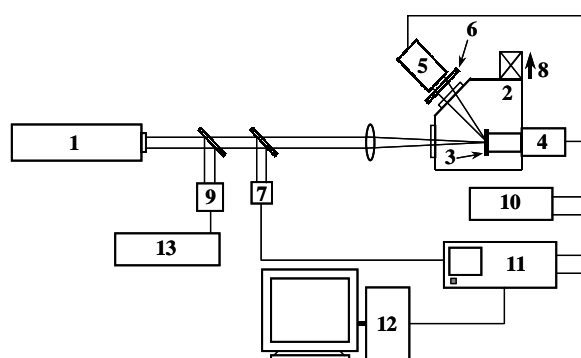


Рис.1. Схема экспериментальной установки. 1 — Nd³⁺:YAG лазер ($Q_l=3,5$ Дж, $\tau_p=1,4$ мс); 2 — вакуумная камера ($P=10^{-2}$ Торр); 3 — образец; 4 — фотоумножитель ФЭУ-79; 5 — фотоумножитель ФЭУ-79; 6 — набор светофильтров; 7 — фотоприемник; 8 — к вакуумному насосу; 9 — измеритель энергии; 10 — усилитель; 11 — цифровой осциллограф; 12 — персональный компьютер; 13 — импульсный вольтметр.

Использовалась работа ФЭУ в токовом режиме с выходной нагрузкой 1МОм и в режиме счета фотонов с нагрузкой 50 Ом. Исследовалась МЛ образцов из вольфрама толщиной 220 мкм и из молибдена (пленки и тонкие фольги) толщиной $h \approx 2$ мкм (пленка), 100, 200, 300, 400 и 500 мкм.

Образцы были получены методом прокатки при температуре $\approx 300^\circ\text{C}$ и имели текстурированную структуру. Перед проведением измерений поверхности образцов очищались путем полировки алмазным порошком, а затем протирались этиловым спиртом.

Для определения размеров зерен и выявления дислокационных структур проводилась обработка исследуемых образцов в травителе $5\text{HNO}_3 + 3\text{H}_2\text{SO}_4 + 2\text{H}_2\text{O}$ и осветление в растворе $10\text{NaOH} + 250\text{H}_2\text{O}_2 + 750\text{H}_2\text{O}$. Структура поверхности образцов исследовалась с помощью оптического и атомно-силового микроскопов.

1.2. Определение вклада теплового свечения в измеряемый сигнал

Как отмечалось выше, основной помехой при регистрации сигнала люминесценции, возбуждаемой термодформациями при лазерном воздействии, является тепловое свечение (тепловой фон), неизбежно возникающее одновременно с полезным сигналом. Так как избавиться от этой помехи не представляется возможным, то возникает необходимость в ее измерении, для того чтобы учесть ее вклад в измеряемый сигнал. С этой целью был проведен эксперимент по измерению теплового фона в зависимости от температуры образца в условиях

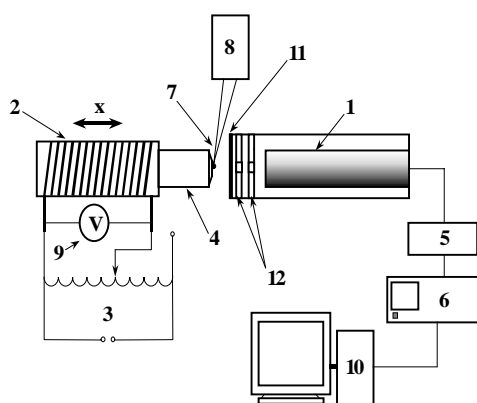


Рис.2. Схема проведения эксперимента по оценке теплового фона. 1 — ФЭУ-106; 2 — печь; 3 — автотрансформатор; 4 — нагревательный элемент из нержавеющей стали; 5 — усилитель; 6 — цифровой осциллограф; 7 — термопара хромель-копель; 8 — милливольтметр; 9 — вольтметр В7-40; 10 — компьютер; 11 — образец; 12 — диафрагмы.

близких к тем, при которых проводилось измерение МЛ. Исследуемый образец (11) устанавливался в специально изготовленный держатель (см. рис.2), расположенный перед фотоумножителем на расстоянии 5 мм. В этом же держателе между образцом и фотоумножителем располагались две диафрагмы (12) толщиной 2 мм с отверстием $\varnothing = 1-3$ мм. Диаметр отверстий выбирался равным или чуть большим диаметра пятна, в которое фокусировалось лазерное излучение. Общее расстояние между поверхностью образца и фотокатодом ФЭУ составляло 15мм.

Тепловое излучение от поверхности нагретого образца проходило через обе диафрагмы, после чего попадало на фотокатод ФЭУ-106 (область спектральной чувствительности 300-830 нм), работающего в режиме счета фотонов. Проводился счет тепловых фотонов за временной промежуток $\Delta t \approx 1$ мс, что примерно соответствует длительности регистрируемого сигнала при лазерном воздействии. Результаты измерений приведены в табл. 1.

Таблица 1.

Температура на конце нагревательного элемента, $^\circ\text{C}$	Температура тыльной стороны образца, $^\circ\text{C}$	Среднее число фотонов на временном промежутке $\Delta t \approx 1$ мс
200	180	<1
250	210	3-4
300	250	12
350	290	55

Из проведенных измерений следует, что тепловой фон с тыльной стороны образца, при вышеописанных условиях регистрации сигнала, начинает проявляться при температурах $T \geq 200^\circ\text{C}$

1.3. Исследование механолюминесценции вольфрама и молибдена. Экспериментальные результаты

На рис.3,5 показаны сигналы МЛ вольфрама и молибдена в (интегральный сигнал в диапазоне 0,4-0,8 мкм) регистрируемые с тыльной поверхности образцов при воздействии на него миллисекундных лазерных импульсов в вакууме ($P = 10^{-2}$ Торр). Построены зависимости пороговых значений плотности мощности $I_{th}(h)$, температуры $T_{th}(I_{th}(h))$ и термонапряжений $\sigma_{th}(I_{th}(h))$, где $I_{th}(h)$ — минимально-необходимая (пороговая) для данной толщины пластины плотность мощности лазерного импульса при которой начинает наблюдаться МЛ, от толщины образца h .

Как следует из рисунка, T_{th} и σ_{th} практически не зависят от толщины пластин и составляют соот-

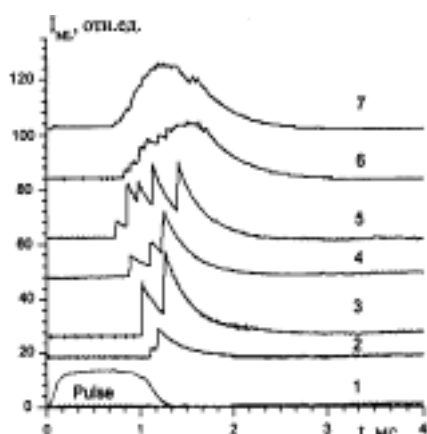


Рис.3. Осциллограммы сигнала МЛ (ФЭУ в токовом режиме) при увеличении плотности мощности лазерного импульса. Образец вольфрам. 1) лазерный импульс с плотностью мощности $I=4,0 \cdot 10^4$ Вт/см², 2) $I=4,0 \cdot 10^4$ Вт/см², 3) $I=4,3 \cdot 10^4$ Вт/см², 4) $I=4,7 \cdot 10^4$ Вт/см², 5) $I=5,0 \cdot 10^4$ Вт/см², 6) $I=5,6 \cdot 10^4$ Вт/см² (сигнал уменьшен в 50 раз), 7) $I=7,5 \cdot 10^4$ Вт/см² (сигнал уменьшен в 100 раз).

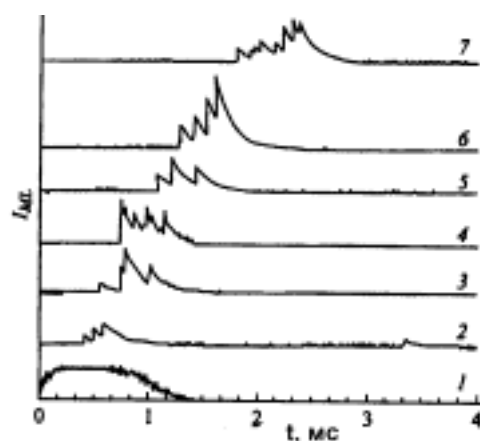


Рис.5. Осциллограммы сигналов МЛ образцов из молибдена. (ФЭУ в токовом режиме). 1) лазерный импульс $I=2,3 \cdot 10^3$ Вт/см²; 2) $h=2$ мкм, $I=2,3 \cdot 10^3$ Вт/см²; 3) $h=0,1$ мм, $I=1,3 \cdot 10^4$ Вт/см²; 4) $h=0,2$ мм, $I=3,4 \cdot 10^4$ Вт/см²; 5) $h=0,3$ мм, $I=7,6 \cdot 10^4$ Вт/см²; 6) $h=0,4$ мм, $I=11,0 \cdot 10^4$ Вт/см²; 7) $h=0,5$ мм, $I=21,4 \cdot 10^4$ Вт/см².

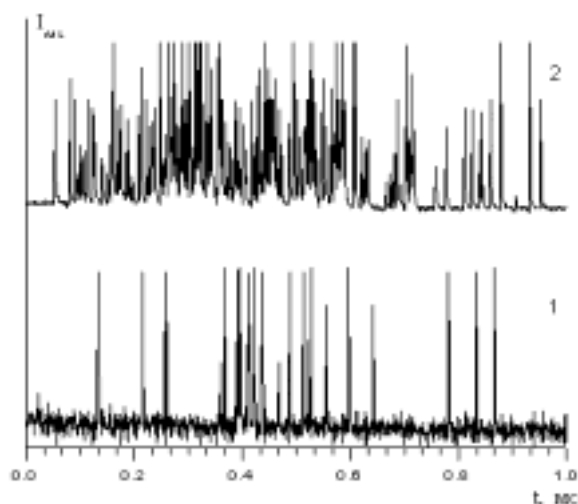


Рис.4. Осциллограммы сигнала МЛ (режим счета фотонов) при увеличении плотности мощности лазерного импульса. 1) $I=4,7 \cdot 10^4$ Вт/см², 2) $I=5,2 \cdot 10^4$ Вт/см².

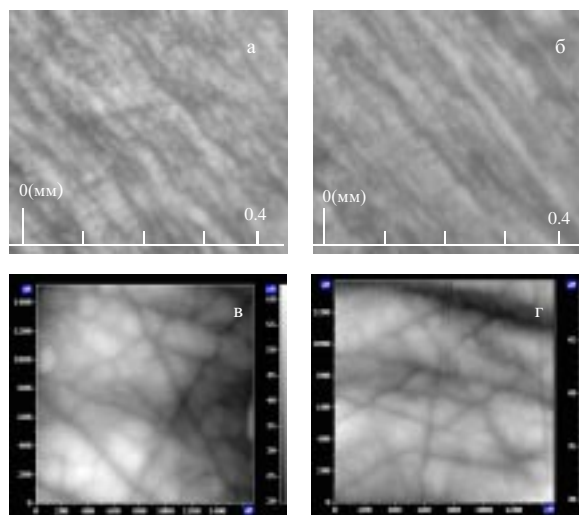


Рис.6. Снимки поверхностей исследуемых образцов: а, б) снимки поверхности молибденовых пластин толщиной 0,1 и 0,4 мм. после травления, полученные с помощью оптического микроскопа, в, г) топограммы рельефа поверхности молибденовых пластин толщиной 0,1 и 0,4 мм, полученные на атомно-силовом микроскопе.

ответственно: $T_{th} \approx 60-80$ °С, $\sigma_{th} \approx (4,0-5,5) \cdot 10^7$ Н/м², в то же время для тонкой молибденовой пленки наблюдается заметное увеличение соответствующих величин: $T_{th} \approx 150$ °С, $\sigma_{th} \approx 12,3 \cdot 10^7$ Н/м².

На рис.6а-г показаны снимки полированных поверхностей исследованных образцов после травления, полученные с помощью оптического микроскопа, а также рельефы поверхностей после травления, полученные с помощью сканирующего атомно-силового микроскопа SMENA-B. Травление полированной поверхности позволяет выявить границы зерен и субзерен.

Как отмечалось в пункте выше, исследуемые материалы были получены методом прокатки и имеют текстурированное строение. Известно, что низкотемпературное (при $T < 0,5 T_{пл}$) деформирование (прокатка) вольфрама и молибдена, приводит к образованию в них значительной концентрации структурных дефектов, в том числе дислокаций (концентрации до $10^{10}-10^{12}$ см⁻²), которые образуют

субграницы, представляющие собой дислокационные ячеистые структуры [38]. Чем большей деформации был подвергнут образец при прокатке, тем он имеет меньшие размеры зерен и более развитую субструктуру. Из рис.6а,б видно, что рельеф поверхности представляет собой структуру с вытянутыми вдоль направления прокатки структурными элементами, которыми являются зерна, имеющие вследствие прокатки волокнистую форму. Поперечный (толщина) размер зерен $h_z \approx 10-50$ мкм, а продольный размер меняется в широком диапазоне $d_z \approx 50-300$ мкм. Зерна разбиты на более мелкие структурные элементы — дислокационные ячейки (рис.6в,г). Размеры ячеек составляют в основном $l \approx 0,1-0,5$ мкм. Специфической особенностью деформированных таким образом вольфрама и молибдена является отсутствие дислокаций внутри ячеек (в теле ячеек) и локализация их по границам ячеек и зерен [38]. Кроме того, в этих материалах образуется большое число большеугловых границ деформационного происхождения.

Из рис.3 видно, что амплитуда и форма сигнала свечения меняются с увеличением I . При воздействии на образец лазерных импульсов с $I \approx 4,0 \cdot 10^4$ Вт/см² сигнал представляет собой, как правило, один пичок. По мере увеличения I появляются два, три и большее число пичков, которые сливаются между собой. Вероятно, поэтому при большой амплитуде сигнала, его пичковое строение практически не проявляется.

При многократном облучении участка поверхности импульсами с заданным значением I амплитуда сигнала уменьшается примерно в 2-3 раза, после 3-5 кратного облучения, а далее остается в среднем постоянной, хотя от импульса к импульсу значительно флуктуирует. Следует заметить, что наибольшая амплитуда сигнала свечения, как правило, наблюдается при первом облучении.

Появление сигнала свечения с тыльной стороны образца может быть обусловлено следующими основными причинами: тепловым свечением поверхности, экзотермической частицей [3,4,11] и, собственно, самой МЛ.

1.4. Оценки интенсивности механолюминесценции

Для регистрации МЛ использовалась работа ФЭУ в режиме счета фотонов с выходной нагрузкой 50 Ом. Максимальная плотность мощности воздействующего на образец лазерного излучения, при которой еще надежно разрешались импульсы, соответствующие отдельным фотонам в сигнале свечения, составляла $I \approx 4,7 \cdot 10^4$ Вт/см².

Оценим величину интенсивности свечения при $I \approx 4,7 \cdot 10^4$ Вт/см². Из рис.2 видно, что на ФЭУ попадает порядка 20 фотонов. Тогда интенсивность свечения:

$$I_{ML} \approx \frac{2R_0^2 n h c}{r^2 S t_s \lambda_m}, \quad (1)$$

где $R_0 = 18$ см — расстояние от тыльной поверхности образца до ФЭУ; $n = 20$ — число фотонов, попавших на ФЭУ; $h = 6,6 \cdot 10^{-34}$ Дж·с — постоянная Планка; $c = 3 \cdot 10^{10}$ см/с — скорость света; $r = 0,3$ см — радиус фотокатода ФЭУ, $S \approx \pi [\rho_0 + (\chi \tau_p)^{1/2}]^2$ — площадь излучающего пятна; $r_0 \approx 7,5 \cdot 10^{-2}$ см — радиус пятна, в которое сфокусировано лазерное излучение; $\chi = 0,56$ см²/с — температуропроводность вольфрама; $\tau_p \approx 1,4 \cdot 10^{-3}$ с — длительность лазерного импульса; $t_s \approx 0,7 \cdot 10^{-3}$ с — длительность свечения; $\lambda_m \approx 6 \cdot 10^{-5}$ см — длина волны излучения, соответствующая середине регистрируемого спектрального диапазона, в результате получаем $I_{ML} \approx 2,8 \cdot 10^{-9}$ Вт/см².

Оценим температуру $T(\tau_p)$, до которой нагревается тыльная сторона образца к концу лазерного импульса, а также интенсивность теплового свечения I_{tem} при $I \approx 4,7 \cdot 10^4$ Вт/см². Так как в данном эксперименте выполняются условия $d \leq (\chi \tau)^{1/2} \ll \rho_0$, где $d \approx 220$ мкм — толщина образцов, то к концу импульса для температуры тыльной поверхности можно написать:

$$T(\tau_p) \approx T_0 + \frac{A I S_0 \tau_p}{\pi [\rho_0 + (\chi \tau_p)^{1/2}]^2 d \rho c_m}, \quad (2)$$

подставляя $T_0 = 293$ К — комнатная температура; $A = 0,41$ — коэффициент поглощения вольфрама; $S_0 = \pi r_0^2$ — площадь пятна, в которое сфокусировано лазерное излучение; $\rho = 18,6$ г/см³ — плотность вольфрама; $c_m = 0,13$ Дж/(г·К) — удельная теплоемкость вольфрама; получаем $T(\tau_p) \approx 450$ К.

Используя выражение для интенсивности теплового свечения нагретого тела, оценим тепловое свечение образца:

$$I_{tem} \approx 2\pi \epsilon_\lambda h c^2 \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \frac{1}{\lambda^5} \exp\left(-\frac{hc}{\lambda k T(\tau_p)}\right) d\lambda, \quad (3)$$

подставляя значения $\lambda_1 = 4 \cdot 10^{-5}$ см; $\lambda_2 = 8 \cdot 10^{-5}$ см; $\epsilon_\lambda = 0,4$ — спектральный коэффициент теплового излучения вольфрама; $k = 1,38 \cdot 10^{-23}$ Дж/К — коэффициент Больцмана; получаем $I_{tem} \sim 10^{-16}$ Вт/см².

Из оценок видно, что вкладом теплового свечения в измеряемый сигнал при $I \approx 4,7 \cdot 10^4$ Вт/см² можно пренебречь.

Что касается свечения обусловленного экзотермической частицей, то его интенсивность должна была

бы зависеть от давления окружающей атмосферы. Однако разницы в интенсивностях свечения в вакууме и на воздухе не было обнаружено. Поэтому вкладом экзоэмиссии частиц в нетепловое свечение можно также пренебречь.

С помощью выражения (3) оценим температуру тыльной стороны, при которой I_{tem} становится соизмеримой с I_{ML} . Подставляя $I_{tem}=I_{ML}\approx 2,8\cdot 10^{-9}$ Вт/см² находим $T(\tau_p)\approx 600-650$ К. Подставляя это значение в выражение (2) находим плотность мощности воздействующего лазерного импульса $I\approx(6,5-7)\cdot 10^4$ Вт/см², при которой достигается такая температура.

Оценим величину термонапряжений, возникающих в области облучения, к концу лазерного импульса при $I\approx 7\cdot 10^4$ Вт/см² [39]:

$$\sigma(\tau_p) \approx \alpha G T(\tau_p) / (1 - \nu), \quad (4)$$

подставляя $\alpha=4,45\cdot 10^{-6}$ К⁻¹ — температурный коэффициент расширения; $G=1,5\cdot 10^{11}$ Н/м² — модуль сдвига; $T(\tau_p)\approx 650$ К; $\nu=0,233$ — коэффициент Пуассона; получаем $\sigma(\tau_p)\approx 10^9$ Н/м².

Таким образом, из приведенных оценок следуют два важных вывода. Во-первых, интегральная интенсивность теплового сигнала в спектральном диапазоне 0,4-0,8 мкм становится соизмеримой с интенсивностью МЛ, т.е. $I_{tem}\approx I_{ML}$ уже при температуре $T\approx 600-650$ К, во-вторых, величина термонапряжений достигает критического значения σ_c для дислокаций с размером $l\geq Gb/\sigma_c\approx 3\cdot 10^{-6}$ см, где b — вектор Бюргерса, в результате такие дислокации могут стать источниками размножения дислокаций по механизму Франка-Рида. При $I<7,0\cdot 10^4$ Вт/см² вклад теплового свечения в наблюдаемый сигнал, согласно проведенным оценкам, не превышает МЛ. В противном случае, при $I>7,0\cdot 10^4$ Вт/см², из-за быстрого роста теплового свечения, наблюдаемый сигнал представляет собой в основном тепловое свечение.

1.4. Обсуждение экспериментальных результатов

К настоящему времени нет четких представлений о механизмах возбуждения МЛ металлов, поэтому основной вопрос: какие электронные переходы ответственны за МЛ в конкретном металле и каков механизм их возбуждения — остается открытым. Люминесценцию меди и благородных металлов, возникающую при импульсной термомодеформации, авторы [22,23,28] связывали с излучательной рекомбинацией электронов из поверхностных состояний и дырок вблизи вершины d -полосы. Основной трудностью этого механизма является интерпретация того, как образуются дырки в d -полосе.

Для этого авторы делают весьма важное предположение, что дырки в d -полосе образуются в результате неадиабатических переходов при пересечении электронных термов, лежащих выше уровня Ферми, с нижележащими резонансными d -состояниями, в момент распада выходящих под действием термонапряжений дислокаций из объема на поверхность. Необходимым условием для реализации этого механизма МЛ является наличие подвижных дислокаций в объеме зерен (ячеек).

Предположение о дислокационном происхождении МЛ в металлах, в целом не противоречит “энергетическим оценкам”. Из континуальной теории дислокаций [40] известно, что краевая дислокация создает дилатацию среды $\Delta V/V$, локальная величина которой определяется выражением:

$$\delta(r) = \frac{(1-2\nu)b \sin \theta}{3\pi(1-\nu) r}. \quad (5)$$

Таким образом, вокруг дислокации формируется поле упругих напряжений:

$$\sigma = \frac{1+\nu}{3\pi(1-\nu)} Gb \frac{\sin \theta}{r}. \quad (6)$$

Поле упругих напряжений (4.6) действует на другие дислокации с силой $F_G\approx\sigma b$:

$$F_G \approx \frac{1+\nu}{3\pi(1-\nu)} Gb^2 \frac{\sin \theta}{r}. \quad (7)$$

Тогда упругая энергия единицы длины краевой дислокации определяется следующим выражением [39,40]:

$$U_{elas} \approx \frac{Gb^2}{4\pi(1-\nu)} \ln \frac{R}{r_0}, \quad (8)$$

где $R\approx\rho^{-1/2}$ — среднее расстояние между дислокациями, ρ — плотность дислокаций, r_0 — размер ядра дислокации, для металлов, как правило, принимается $r_0\approx b/3-b/4$. Например, подставляя численные значения для вольфрама: $G=1,5\cdot 10^{11}$ Н/м², $\nu=0,233$, $b\approx 3\cdot 10^{-10}$ м, $\rho\approx 10^{12}$ м⁻², для дислокаций длиной $l\approx 10^{-7}-10^{-6}$ м, получим, $U_{disl}\approx 6\cdot 10^3-6\cdot 10^4$ эВ. Поэтому, даже при частичной аннигиляции дислокаций разного знака или выходе на поверхность, выделяется значительная энергия, основным каналом релаксации которой является возбуждение фононов, т.е. переход в тепло. Можно ожидать, что в результате перестройки электронных состояний в ядре дислокации существует так же вероятность возбуждения некоторых электронных состояний.

В работах [22,23,27-30] исследовались крупнозернистые поликристаллические металлы с раз-

мерами зерен $\delta_{sl} \approx 50-400$ мкм. Из проведенных расчетов следовало, что температура тыльной поверхности образцов в режиме наблюдения МЛ составляла $T \approx 80$ °С, а термонапряжения достигали предела пластичности материала, при котором, как известно, происходит активация движения дислокаций. Наблюдения поверхности образцов с помощью оптического и туннельного микроскопов после воздействия лазерных импульсов показали, что на ней образуются следы скольжения и выхода дислокаций. Поэтому, вероятно, обоснованным является предположение авторов, что МЛ в исследованных ими образцах (особенно крупнозернистых) возбуждается в процессе выхода подвижных дислокаций на поверхность в результате пластической деформации зерен.

Согласно дислокационной модели МЛ, ее интенсивность должна зависеть от величины термоупругих напряжений $\sigma(T)$ и концентрации подвижных дислокаций v_d . Пороговые значения термонапряжений $\sigma_{th}(T_{th})$, соответствующие появлению сигнала МЛ при $I=I_{th}(h)$, определяются степенью закрепленности дислокаций. С уменьшением толщины образца до микронных и субмикронных размеров число подвижных (слабозакрепленных) дислокаций в объеме образца уменьшается, так как последние под действием сил изображения имеют тенденцию выходить на поверхность, а оставшиеся дислокации имеют большую степень закрепленности. Считается [41], что в тонких образцах (усы, тонкие пленки) микронных размеров дислокации вообще отсутствуют. Поэтому следует ожидать, что для активации их движения и, тем самым, для возбуждения МЛ в таких образцах потребуются большие значения $\sigma_{th}(T_{th})$, особенно в тонких пленках, где существование подвижных дислокаций в объеме маловероятно.

В исследованных нами металлах (вольфрам и молибден) дислокации имеют низкую подвижность и отсутствуют в объеме ячеек, следовательно, механизм, основанный на выходе подвижных дислокаций из объема зерен на поверхность, в том виде, в каком он использовался для пластичных металлов, в данном случае некорректен. С другой стороны, способность этих металлов люминесцировать при пластической деформации, а также тот факт, что для возбуждения МЛ в тонких образцах необходимы значительно более высокие величины $T_{th}(I_{th}(h))$ и $\sigma_{th}(T_{th})$ (см.рис.4.7), чем в толстых, указывают на определяющую роль дислокаций в возбуждении МЛ.

Объяснить вышеописанное поведение МЛ вольфрама и молибдена можно, если принять во

внимание особенности строения этих материалов и возрастающий вклад зернограничных процессов в пластичность с уменьшением размеров зерен. Известно [38], что наличие развитой системы субгранц с высоким содержанием зернограничных дислокаций и большеугловых границ способствуют межзеренному проскальзыванию и образованию межзеренных микротрещин в процессе пластической деформации образца. В мелкозернистых металлах вклад зернограничного проскальзывания в пластическую деформацию материала может возрасти на порядки и составлять до 90% от полной деформации [42], соответственно вклад деформации зерен падает. Таким образом, в мелкозернистом металле определяющую роль в пластической деформации играют зернограничные дислокации (процессы рождения, аннигиляции и движения дислокаций в межзеренной области), в то время как роль объемных дислокаций, определяющих пластическую деформацию самих зерен, уменьшается.

С учетом вышеизложенного можно предложить следующие возможные механизмы возбуждения люминесценции в вольфраме и молибдене в результате пластической деформации: 1) действие термонапряжений приводит к зернограничному проскальзыванию, в результате чего активируются реакции взаимодействия зернограничных дислокаций (рождения и аннигиляции дислокаций) с возбуждением излучательных переходов, 2) действие термонапряжений приводит к скоплению в межзеренной области дислокаций и к образованию микротрещин. У вершины раскрывающейся микротрещины, как правило, всегда имеется высокая концентрация напряжений (в несколько раз выше, чем за пределами вершины) и пластическая зона. При росте трещины в пластической зоне идет непрерывная генерация дислокаций (например, по механизму Франка-Рида) и излучательный выход их к вершине трещины, 3) возможной причиной люминесценции может также стать взаимодействие зернограничных дислокаций с примесными атомами, которые в небольшой концентрации всегда имеются в металле.

В предлагаемых выше механизмах возбуждения люминесценции определяющую роль играют дислокации. Однако, в отличие от работ [22,23,27-30], где говорится о выходе подвижных дислокаций из объема зерен на поверхность образца, в данном случае речь идет о *реакциях взаимодействия зернограничных дислокаций между собой и с примесными атомами*. Предлагаемый подход к объяснению МЛ хрупких металлов полностью коррелирует со структурными особенностями этих материалов, такими как от-

существование дислокаций внутри ячеек и наличие развитой системы субграниц (см. рис.6).

Проведем оценки величины внешних напряжений, приводящих к образованию микротрещин по границам зерен. Согласно [43], выражение для напряжения σ_r , при достижении которого начинается образование микротрещины по границам зерен, имеет вид:

$$\sigma_r = \sigma_{\text{внеш}} - \sigma_0 \geq 2G \left[\frac{b}{25\pi(1-\nu)d_r} \right]^{\frac{1}{2}}, \quad (9)$$

σ_0 — потенциал Пайерлса, d_r — размер границы,

$$\sigma_0 = \frac{2G}{1-\nu} \exp \left[\frac{2\pi a}{(1-\nu)b} \right], \quad (10)$$

a — постоянная решетки в плоскости скольжения дислокации, d — размер зерна. Подставляя численные значения для молибдена $b=3 \cdot 10^{-10}$ м, $a=2,7 \cdot 10^{-10}$ м, $G=120 \cdot 10^9$ Н/м², $\nu=0,31$ для оценок получим:

$$\sigma_{\text{внеш}} \approx 5,65 \cdot 10^5 \frac{1}{d_r^{1/2}} + \sigma_0. \quad (11)$$

Из выражений (9), (11) видно, что с уменьшением размера ячеек и зерен требуются большие напря-

жения для образования микротрещин. Согласно рис.7а, сигнал свечения начинает появляться при $T_{th} \approx 50-70^\circ\text{C}$. Величина термонапряжений при этом достигает значений:

$$\sigma_{th} \approx \frac{\alpha GT}{1-\nu} \approx 1 \cdot 10^8 \text{ Н/м}^2, \quad (12)$$

где $\alpha \approx 5,63 \cdot 10^{-6} \text{ К}^{-1}$ — коэффициент теплового расширения.

Используя выражения (9) и (10), можно определить, что образование микротрещин в молибденовых образцах по границам зерен при $\sigma = \sigma_{th}$ возможно при размерах зерен $d \geq 480 \text{ мкм}$. Однако, из рис.6 видно, что размеры ячеек в исследованных образцах составляют $\delta = 0,1-0,5 \text{ мкм}$, следовательно, для образования микротрещин в них требуются значительно большие напряжения. Поэтому, наблюдаемое свечение в этих образцах, не связано с образованием микротрещин. Таким образом, из перечисленных выше возможных механизмов возбуждения МЛ в мелкозернистых вольфрамовых и молибденовых пластинах более вероятным остается взаимодействие зернограницных дислокаций с примесными атомами, находящимися в межзеренной области.

Для сравнения: размеры зерен в образцах, исследованных в работах [22,23,27-30] были значительно больше и составляли $\delta_r \approx 50-400 \text{ мкм}$, поэтому, используя аналогичные оценки, можно показать, что в таких образцах возможно образование микротрещин.

2. Механолюминесценция тонких металлических пленок

Можно ожидать, что с уменьшением толщины образца до микронных и субмикронных размеров число подвижных (слабозакрепленных) дислокаций в объеме образца уменьшается. Например, известно [41,42,44-47], что в объеме зерен наноматериалов (ультрадисперсные материалы с размерами зерен $d < 100 \text{ нм}$) дислокации практически отсутствуют. Низкая плотность дислокаций в объеме таких материалов связана с существованием сил изображения, которые выталкивают подвижные дислокации из объема в границы зерен [39,40,48]. Это происходит подобно тому, как выталкивается электрический заряд вблизи свободной поверхности. Уменьшение размера зерен приводит к возрастанию твердости и предела текучести. Поэтому в таких материалах, согласно дислокационной модели, следует ожидать уменьшение интенсивности и длительности деформационно-стимулированной люминесценции (МЛ), а для ее возбуждения потребуются большие значения $\sigma_{th}(T_{th})$. Пластическая деформация мелкозернистых

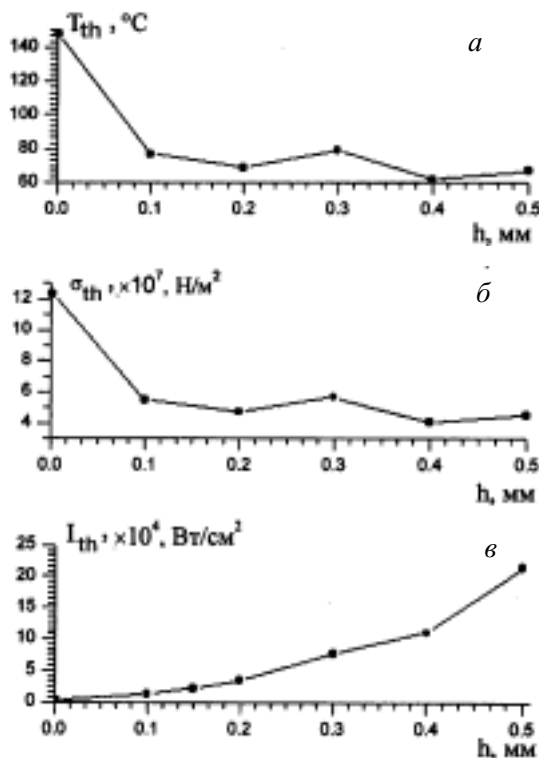


Рис.7. Зависимость $I_{th}(h)$ и соответствующие ей рассчитанные зависимости $T_{th}[I_{th}(h)]$, $\sigma_{th}[I_{th}(h)]$.

материалов практически всегда начинается с зернограничного микропроскальзывания [42,44-47].

Основная цель экспериментов, проведенных в данной главе, заключалась в проверке этого предположения. С другой стороны, исследование МЛ тонких пленок позволило бы дифференцировать вклады дислокационных процессов, и, возможно, имеющей место, триболоминесценции поверхностного окисного слоя. Действительно, если МЛ связана с аннигиляцией и выходом подвижных дислокаций на поверхность, то при уменьшении толщины пленки до размеров, соизмеримых с размерами зерен наблюдалась бы тенденция к уменьшению интенсивности и длительности МЛ, если же МЛ связана с триболоминесценцией окисного слоя, то уменьшение толщины образца не повлияет на интенсивность триболоминесценции.

2.1. Возбуждение МЛ воздействием длинных лазерных импульсов. Экспериментальные результаты и их обсуждение

Схема экспериментальной установки приведена на рис.1 Исследуемый образец устанавливался в специальный держатель непосредственно перед фотоумножителем. Образец подвергался воздействию импульсов Nd:YAG лазера с параметрами выходного излучения $\tau_p=1,4$ мс, $Q_{л} \approx 3,5$ Дж. Излучение лазера фокусировалось на поверхность образца в пятно размером $2r_0=1-3$ мм. Исследовалось свечение тыльной по отношению к воздействию лазеру поверхности образца. Для регистрации свечения использовался фотоумножитель, работающий в спектральном диапазоне 400-800 нм, установленный на расстоянии $\sim 8-10$ мм от поверхности образца. Сигналы с обоих фотоумножителей подавались на цифровой осциллограф и далее на персональный компьютер. В работе использовались пленки из молибдена, титана, алюминия и меди толщиной $d \approx 1-2$ мкм. Пленки получены методом вакуумного напыления на стеклянные подложки.

На рис.8 показаны сигналы свечения тыльной стороны пленок, возникающие при воздействии лазерных импульсов с пороговой плотностью мощности I_{th} (I_{th} — минимально-необходимая для данной пленки плотность мощности лазерного импульса, при которой начинает регистрироваться сигнал МЛ). Видно, что для всех пленок свечение представляет собой набор пиков, и в целом подобно друг другу по форме.

На рис.9 показаны рассчитанные зависимости $T_{th}(I_{th})$, $\sigma_{th}(I_{th})$, где T_{th} — температура тыльной стороны образца, которая достигается при $I=I_{th}$.

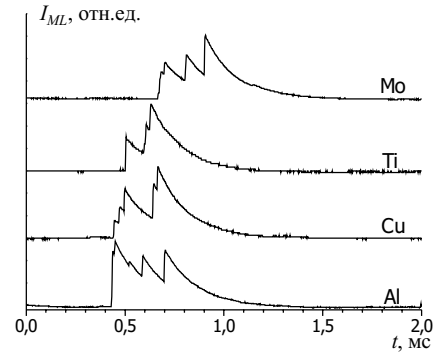


Рис.8. Сигналы механолюминесценции тонких металлических пленок из Al ($h=2$ мкм), Cu ($h=2$ мкм), Ti ($h=2$ мкм), Mo ($h=1$ мкм). (Работа ФЭУ в токовом режиме).

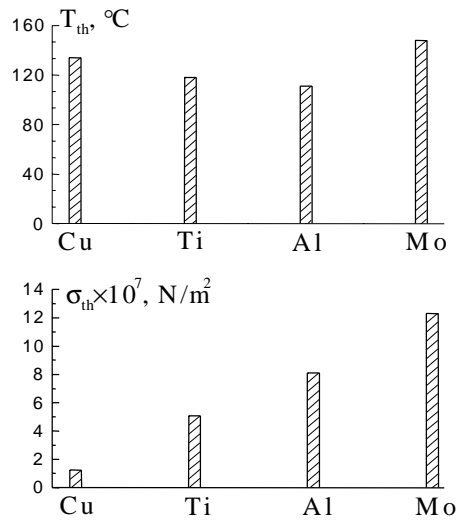


Рис.9. Пороговые значения $T_{th}(I_{th})$, $\sigma_{th}(I_{th})$ для исследованных пленок, рассчитанные по измеренным из эксперимента значениям I_{th} .

Для оценки температуры пленок использовалось выражение [49-51].

$$T(t) = T_0 + \frac{(1-R)\sqrt{\chi_2}}{\sqrt{\pi}K_2} \left[\int_0^t \frac{I_{las}(t)}{\sqrt{\tau_p - t}} dt \right] \quad (13)$$

$I_{las}(t) = \frac{L}{S} t \exp(-Bt^2)$ — плотность мощности лазерного импульса (форма импульса), $L = \frac{Q_{л}}{(t_m)^2}$,

$B = \frac{1}{2(t_m)^2}$, $\chi_2 = 5,6 \cdot 10^{-7}$ м²·с⁻¹ — температуропроводность подложки, $K_2 = 1,05$ Вт·м⁻¹·К⁻¹ — тепло-

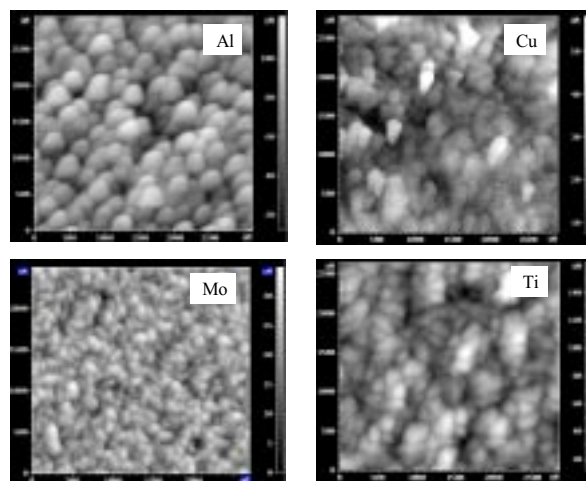


Рис.10. Топограммы рельефа поверхности исследованных пленок полученные с помощью атомно-силового микроскопа

проводность подложки, $t_m \approx 0,3 \cdot 10^{-3}$ с — время достижения максимума интенсивности в лазерном импульсе, Q_l — энергия лазерного импульса, R — коэффициент отражения пленки.

Для оценки тепловых фотонов (теплого свечения) попадающих на ФЭУ за время воздействия лазерного импульса использовалось выражение:

$$N_\Phi \approx \frac{\epsilon_\lambda \hbar c^2 S_0 S}{\epsilon_\Phi r^2} \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \frac{1}{\lambda^5} \exp\left(-\frac{\hbar c}{\lambda k_b T}\right) d\lambda, \quad (14)$$

где $\epsilon_\lambda = 0,4$ — спектральный коэффициент излучения, $\hbar = 6,6 \cdot 10^{-34}$ Дж·с — постоянная Планка, $c = 3 \cdot 10^8$ м/с — скорость света, $\epsilon_\Phi = \hbar c / \lambda_c$ — энергия фотона на длине волны $\lambda_c = 5,5 \cdot 10^{-7}$ м, k_b — постоянная Больцмана, $\lambda_1 = 4 \cdot 10^{-7}$ м, $\lambda_2 = 8 \cdot 10^{-7}$ м, $r = 0,01$ м — расстояние от образца до фотокатода ФЭУ, S_0 — площадь фотокатода ФЭУ. Подставляя численные значения, получаем, что число тепловых фотонов, регистрируемых за время воздействия лазерного импульса, мало, т.е. $N_\Phi \ll 1$, поэтому вкладом теплового излучения можно пренебречь.

На рис.10 показаны рельефы поверхностей исследованных пленок, полученные с помощью сканирующего атомно-силового микроскопа SMENA-B. Из рисунка видно, что пленки имеют мелкозернистую структуру с размерами зерен $\approx 0,05-0,20$ мкм.

2.2. Возбуждение МЛ воздействием коротких лазерных импульсов. Экспериментальные результаты и их обсуждение

Приведены результаты экспериментов по исследованию люминесценции тонких, мелкозернистых

металлических пленок из разных металлов, возбуждаемой в результате импульсной термомодеформации при воздействии коротких (субмикросекундных) лазерных импульсов.

Использовалась схема экспериментальной установки, описанная в разделе 1.1. Возбуждение МЛ проводили с помощью лазера с параметрами выходного излучения: $\tau_p \approx 0,3$ мкс, $Q_l \approx 1$ мДж, излучение которого фокусировалось на поверхность образца в пятно размером $2r_0 = 0,5-1,5$ мм. Люминесценция регистрировалась с тыльной по отношению к воздействию лазеру поверхности образца. Использовались пленки из молибдена, титана, алюминия и меди толщиной $d \approx 1-2$ мкм. Пленки получены методом вакуумного напыления на стеклянные подложки.

На рис.11а-д. показаны импульсы люминесценции с тыльной стороны пленок, возникающие при воздействии на переднюю поверхность коротких лазерных импульсов с плотностью мощности I выше порога возбуждения МЛ I_{th} (I_{th} — минимально-необходимая для данной пленки плотность мощности лазерного импульса, при которой начинает регистрироваться сигнал МЛ). Видно, что МЛ продолжается значительное время после окончания лазерного импульса, т.е. с практически остывшей поверхности.

Интенсивность и длительность сигнала МЛ зависят от плотности мощности воздействующего лазерного импульса I : с увеличением I увеличиваются число и плотность пиков в сигнале МЛ. Оценки и измерения температуры и теплового свечения показали, что при использованных на рис.11 значениях I максимальная температура пленок во время действия лазерного импульса не превышала $250-350^\circ\text{C}$, а тепловой фон попадающий на фотумножитель за время длительности регистрируемого сигнала $\approx 3-6$ мкс (см.рис.1.1) был незначительным ($N_\Phi \ll 1$).

На рис.11д для сравнения показан сигнал МЛ, возникающий при воздействии длинного лазерного импульса. Регистрация сигнала проводилась с таким же временным разрешением работы ФЭУ, как и на рис.11а-д. Из рисунка видно, что при воздействии длинных импульсов МЛ начинается и заканчивается в течение действия лазерного импульса. Из приведенного сравнения сигналов МЛ, возбуждаемых длинными и короткими лазерными импульсами, можно сделать вывод, что характерное время структурных изменений (время релаксации внутренних напряжений, возникших в результате действия лазерного импульса), в течение которых происходит возбуждение МЛ, значительно больше, чем длительность коротких импульсов ($\approx 0,3$ мкс) и соизмеримо

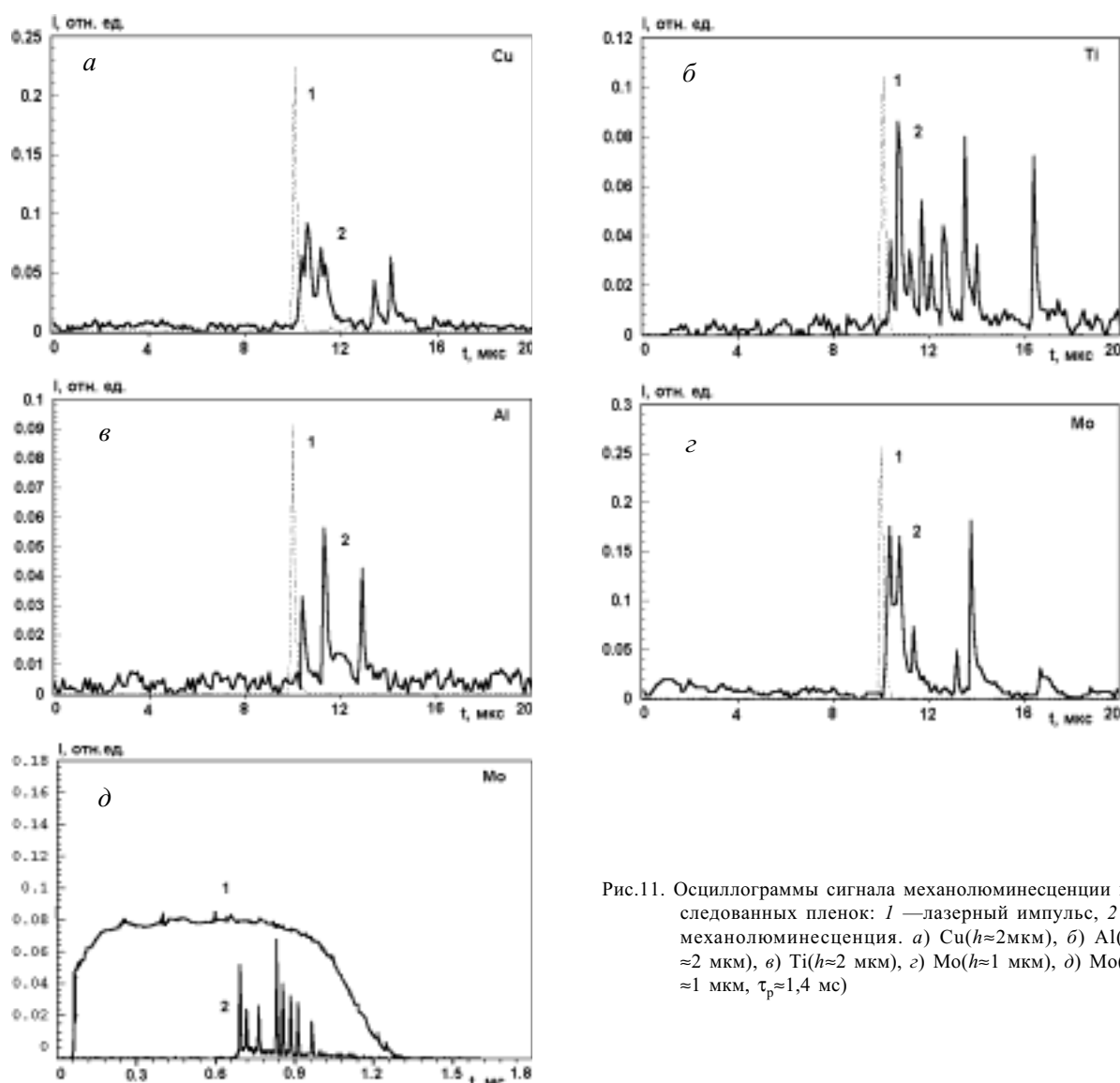


Рис.11. Осциллограммы сигнала механолюминесценции исследованных пленок: 1 — лазерный импульс, 2 — механолюминесценция. а) Cu ($h \approx 2$ мкм), б) Al ($h \approx 2$ мкм), в) Ti ($h \approx 2$ мкм), з) Mo ($h \approx 1$ мкм), д) Mo ($h \approx 1$ мкм, $\tau_p \approx 1,4$ мс)

или меньше длинных импульсов ($\approx 1,4$ мс). Известно, что такие длительные процессы релаксации внутренних напряжений, как правило, происходят с участием дислокаций (дислокационный возврат). Этот результат также согласуется с дислокационным механизмом возбуждения МЛ в металлах. Однако исследованные в данной работе пленки имеют достаточно мелкозернистую структуру см. рис.10. Известно, что материалы с размерами зерен $d < 100$ нм имеют ряд особенностей, связанных с их строением. В мелкозернистых материалах пластическая деформация протекает, в основном, за счет зернограничного проскальзывания, с участием зернограничных дислокаций [42,44-47]. Поэтому пластическая деформация исследованных пленок будет определяться зернограничными дислокациями.

Тот факт, что на всех пленках (имеющих разные зонные структуры) наблюдается люминесценция в видимой области спектра, указывает на то, что она практически не зависит от зонной структуры самого металла (от типа металла зависит только порог возбуждения). В работе [36] было сделано предположение, что причиной МЛ мелкозернистых металлов при их пластической деформации является взаимодействие зернограничных дислокаций с примесными атомами, находящимися в межзеренной области. Вероятно, подобный механизм возбуждения МЛ имеет место и в тонких мелкодисперсных металлических пленках.

Из выше изложенных результатов, а также результатов работ других авторов следует, что в возбуждении МЛ металлов определяющую роль

играют подвижные дислокации. Однако в отличие от предлагавшегося ранее механизма возбуждения МЛ, основанного на возможности образования излучательных переходов при перестройке электронных уровней в процессе выхода дислокаций из объема зерен на поверхность, в данной работе основным механизмом возбуждения МЛ мелкозернистых металлов считаются реакции взаимодействия зернограницных дислокаций с примесными атомами находящимися в межзеренной области.

Выводы

1. При импульсной лазерной термомодеформации хрупких, тугоплавких металлов вольфрама и молибдена возбуждается нетепловое свечение (механоломинесценция). Особенности строения этих материалов — малые размеры дислокационных ячеек (субзерен), отсутствие дислокаций внутри ячеек и развитая структура субзеренных границ — позволяют предположить, что деформация этих материалов в значительной степени происходит вследствие межзеренного проскальзывания, а люминесценция обусловлена активацией реакций взаимодействия зернограницных дислокаций между собой и с примесными атомами. Показано, что имеется тенденция к росту пороговых значений термонапряжений с уменьшением толщины образца.

2. Зарегистрирована механоломинесценция тонких, мелкозернистых металлических пленок. Показано, что порог возбуждения МЛ в тонких пленках значительно выше, чем в соответствующих объемных образцах (пластинах).

3. Измерены характерные значения интенсивности люминесценции и пороговые значения термонапряжений σ_{th} , при которых начинает наблюдаться люминесценция.

Полученные результаты и предлагаемый подход к их объяснению в целом коррелируют с результатами работ других авторов, известными из литературы. Предлагаемые подходы и механизмы для объяснения МЛ качественно объясняют основные характеристики МЛ, а для построения более совершенной модели возбуждения МЛ требуются дальнейшие исследования. Результаты работы могут быть использованы для построения теоретической модели механоломинесценции металлов.

Литература

1. Walton A.J. // *Advances in Physics*, 1977, v.26, №6, p.887-914.

2. Крылова И.В. // *Успехи химии*, 1976, т.55, №12, с.2138-2157.

3. Кортгов В.С., Шифрин В.П., Паприндашвили А.И. *Микроэлектроника*. Сб.ст. №8, М.: Сов.радио, 1975, с.28-40.

4. Минц Р.И., Мильман И.И., Крюк В.И. // *УФН*, 1976, т.119, №4, с.750-769.

5. Dickinson J.T., Donaldson E.E., Park M.K. // *Journal of Materials Science*, 1981, v.16, p.2897-2902.

6. Chapman G.N., Alan A.J. // *J.Appl.Phys.* 1983, v.54, №10, p.5961-5977.

7. Atari N.A., Ramani R. // *Phys.Stat.Sol. A*, 1986, v.97, p.461-472.

8. Sweeting L.M., Cashel M.L., Rosenblatt M.M. // *Journal of Luminescence*, 1992, v.52, p.281-288.

9. Закревский В.А., Шульдинер А.В. // *Письма в ЖТФ*, 1984, т.10, №3, с.139-144.

10. Крылова И.В. // *Известия АН, сер. физ.*, 1998, т.62, №10, с.2009-2027.

11. Конюшкина Н.И. // *Поверхность*, 1990, №8, с.67-75.

12. Dickinson J.T., Brix L.B., Jensen L.C. // *J.Phys.Chem.*, 1984, Vol.88, p.1698-1701.

13. Dickinson J.T., Langford S.C., Jensen L.C., McVay G.L., Kelso J.F., Pantano C.G. // *J.Vac.Sci.Technol. A*, 1988, v.6, №3, p.1084-1090.

14. Осипьян Ю.А. *Электронные свойства дислокаций в полупроводниках М.:Эдиториал УРСС, 2000, 319 с.*

15. Sweeting L.M., Rheingold A.L. // *J.Phys.Chem.*, 1988, v.92, p.5648-5660.

16. Кусов А.А., Клиггер М.И., Закревский В.А. // *ФТТ*, т.32, №6, с.1694-1701.

17. Xu Ch., Watanabe T., Akiyama M. // *Applied Physics Letters*, 1999, v.74, №17, p.2414-2420.

18. Akiyama M., Xu Ch., Nonaka K., Watanabe T. // *Applied Physics Letters*, 1998, v.73, №21, p.3046-3052.

19. Nakayama K., Hashimoto H. // *Wear*, 1991, v.147, p.335-339.

20. Rozenblum B., Braunlich P., Himmel L. // *J.Appl.Phys.* 1977, v.48, №12, p.5262-5270

21. Rozenblum Ben-Zion, Carrico J.P., Braunlich P., Himmel L. // *Journal of Physics E: Scientific Instruments*, 1977, v.10, p.1056-1062.

22. Абрамова К.Б., Валицкий В.П., Златин Н.А., Перегуд Б.П., Пухонто И.Я., Федичкина З.В. // *ЖЭТФ*, 1976, т.71, №5, с.1873-1880.

23. Абрамова К.Б., Щербаков И.П. // *ЖТФ*, 1994, т. 64, №9, с.75-82.

24. Молоцкий М.И. // *ФТТ*, 1978, т.20, №6, с.1651-1657.

25. Молоцкий М.И. // *ФТТ*, 1981, т.23, №7, с.2171-2176.

26. Молоцкий М.И. // *ФММ*, 1983, т.55, №1, с.43-49.

27. Абрамова К.Б., Щербаков И.П., Пухонто И.Я., Кондырев А.М. // *ЖТФ*, 1996, т.66, №5, с.190-197.

28. Абрамова К.Б., Русаков А.И., Семенов А.А., Щербаков И.П. // *ФТТ*, 1998, т.40, №6, с.957-967.

29. Абрамова К.Б., Семенов А.А., Щербаков И.П. // *ЖТФ*, 2001, т.71, №11, с.48-52.

30. Абрамова К.Б., Веттегрен В.И., Щербаков И.П., Светлов В.Н. // *ЖТФ*, 2002, т.72, №2, с.129-133.

31. Судзуки Т., Ёсинага Х., Такеути С. Динамика дислокаций и пластичность / М., Мир, 1989, 294с.
32. Банишев А.Ф., Панченко В.Я., Шишков А.В. // ФТТ, Т.41, вып.9, 1538(1999).
33. Banishev A.F., Panchenko V.Ya., Shishkov A.V. // Appl. Surface Science, vol.153, №2-3, 166(2000).
34. Banishev A.F., Panchenko V.Ya., Shishkov A.V. // Laser Physics, №8, vol.11, 926(2001).
35. Банишев А.Ф., Панченко В.Я., Шишков А.В. // Поверхность, №6, 48(2002).
36. Банишев А.Ф., Панченко В.Я., Шишков А.В. // ЖТФ, т.73, №5, 90(2003).
37. Банишев А.Ф., Панченко В.Я., Шишков А.В. // Письма в ЖТФ, т.30, вып.6, 67(2004).
38. Трефилов В.И., Милман Ю.В., Иващенко Р.К. и др. Структура, текстура и механические свойства деформированных сплавов молибдена / Киев: Наук. думка, 1983. 232с.
39. Ван Бюрен. Дефекты в кристаллах. М.: Из-во иностр. лит-ры, 1962, 230с.
40. Эшелби Дж. Континуальная теория дислокаций. М.: Из-во иностр. лит-ры, 1962, 247с.
41. Рейви К. Дефекты и примеси в полупроводниковом кремнии. М.: Мир, 1984, 470 с.
42. Кайбышев О.А., Валиев Р.З. Границы зерен и свойства металлов / Москва, Металлургия, 1987, 174с.
43. Ионов В.Н., Селиванов В.В. Динамика разрушения деформируемого тела / Москва, Металлургия, 1987, 149с.
44. Андриевский Р.А., Глезер А.М. // ФММ. 1999. т.88. №1. с.50-73.
45. Андриевский Р.А., Глезер А.М. // ФММ, 2000, т.89, №1, с.91-112.
46. Поздняков В.А., Глезер А.М. // ФТТ, 2002, т.44, №4, с.705-710.
47. Поздняков В.А., Глезер А.М. // Доклады РАН, 2002, т.384, №2, с.177-180.
48. Фридель Ж. Дислокации. М.:Мир, 1967, 643с.
49. Вейко В.П., Метев С.М. Лазерные технологии в микроэлектронике / София, Изд. БАН, 1991. 361 с.
50. Рыкалин Н.Н., Углов А.А., Зуев И.В., Кокора А.Н. Лазерная и электронно-лучевая обработка материалов / М.:Машиностроение, 1985, 495с.
51. Дубров А.Н., Моин М.Д., Кондратюк Ю.М., Костин А.В., Тульчинский Л.Н. // Физика и химия обработки материалов, 1991, №1, с.109-114.