

05:07

О динамике эмиссии фотонов, сопровождающей деформирование металлов

© К.Б. Абрамова, А.А. Семенов, И.П. Щербаков

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН,
194021 Санкт-Петербург, Россия
e-mail: abramova.mhd@pop.ioffe.rssi.ru

(Поступило в Редакцию 9 октября 2000 г.)

Проведены расчеты импульса эмиссии фотонов, возбуждаемого на тыльной стороне металлического образца при облучении его фронтальной стороны импульсом лазера. Осуществлено подробное сравнение с результатами экспериментов.

Настоящая работа является продолжением исследований механолюминесценции металлов [1–12]. В экспериментах, описанных в [8–12], механические напряжения в образцах возбуждались одиночным импульсом лазера, диаметр пучка которого во много раз меньше диаметра образца. Облучаемое пятно быстро нагревается, из-за конечной теплопроводности образца в нем возникает изменяющееся во времени и объеме распределение температуры, вследствие чего возникают механические напряжения, также изменяющиеся во времени и объеме образца. Исследовались процессы на тыльной (по отношению облучаемой) стороне. Установлено, что возбуждается люминесценция поверхности металла; излучение появляется, когда напряжения на ней достигают величины, близкой пределу текучести, а температура еще практически не изменилась [11,12]. Однако динамика импульса люминесценции, как следует из [10–12], не совпадает с динамикой напряжений и скоростью их изменения, люминесценция начинает спадать, когда напряжения и их скорость роста продолжают еще увеличиваться.

Согласно дислокационному механизму возбуждения эмиссии фотонов, при деформировании металлов интенсивность механолюминесценции должна зависеть от начальной плотности дислокаций в образце и количества дислокаций, вышедших на поверхность при деформировании [13–15]. Оба эти положения подтверждены экспериментально [9,16,17]. Показано, что деформирование или разрушение образца, имеющего большое число дислокаций, сопровождается интенсивным излучением, а микрорельеф его поверхности претерпевает существенные изменения вследствие выхода на нее большого числа дислокаций. При деформировании образца, имеющего изначально малое число дислокаций (при прочих равных условиях), излучение оказывается слабым или не регистрируется совсем, а изменение микрорельефа поверхности оказывается незначительным.

Изложенное выше позволяет предположить, что динамика импульса люминесценции связана с динамикой выхода дислокаций на поверхность образца. Динамику выхода дислокаций на поверхность можно попытаться рассчитать, приняв, что выходом на поверхность дислокаций определяется изменение люминесцирующей

площади поверхности образца. Тогда можно написать

$$\frac{dN}{dt} = -A\dot{\epsilon}N. \quad (1)$$

Здесь N — концентрация дислокаций, ϵ — относительное изменение площади тыльной поверхности в результате развития термонапряжений, $\dot{\epsilon}$ — скорость относительного изменения площади тыльной поверхности, t — время, A — постоянная. В обсуждаемых экспериментах [11,16] исследовалась люминесценция, возбуждаемая на тыльной стороне медного образца, облучаемого одиночным импульсом лазера. Образец представлял собой диск диаметром 30 мм и толщиной 0.5 мм; импульс лазера продолжительностью 1.5 мс, длиной волны 10.6 мкм фокусировался в пятно диаметром 1 мм. Подбиралась минимальная энергия лазера, при которой уверенно регистрировалась люминесценция. При этом энергия, вводимая в образец, составляла 0.6 Дж. Напряжения в центре пятна люминесценции незначительно превышают значения, соответствующие пределу текучести меди к моменту максимума, а на краю пятна только приближаются к нему к концу импульса люминесценции [11]. Такие условия эксперимента позволяют рассчитать ϵ и $\dot{\epsilon}$ из уравнений классической теории упругости, которая дает усредненные значения деформаций и напряжений, и все расчеты выполнить в линейном приближении. Проинтегрировав уравнение (1), получим

$$N = N_0 \exp(-A\epsilon), \quad (2)$$

Здесь N_0 — начальная концентрация дислокаций. Считаем, что деформации поверхности образца симметричны относительно центра лазерного луча. Выразим изменения поверхности через перемещения

$$r' = r + U_r, \quad z' = z + U_z. \quad (3)$$

Здесь r, z — координаты точек поверхности по деформации; U_r, U_z — координаты вектора перемещений; r', z' — координаты точек деформируемой поверхности:

$$dL' = \sqrt{(dr')^2 + (dz')^2} \approx \left(1 + \frac{\partial U_r}{\partial r}\right) dr; \quad (4)$$

$$dS' = dL'r'd\varphi \approx \left(1 + \frac{\partial U_r}{\partial r}\right)(r + U_r)rd\varphi \approx \left(1 + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}(rU_r)\right)rdrd\varphi. \quad (5)$$

Так как $rdrd\varphi = dS$, то относительное изменение площади поверхности будет следующим:

$$\varepsilon = \frac{dS' - dS}{dS} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}(rU_r). \quad (6)$$

Перемещение \mathbf{U} находим из уравнений, приведенных в [11],

$$\Delta U_r - \frac{U_r}{r} + \frac{1}{1 - 2\mu} \frac{\partial}{\partial r}(\operatorname{div} \mathbf{U}) = \frac{2(1 + \mu)}{1 - 2\mu} \frac{\partial(\alpha T)}{\partial r},$$

$$\Delta U_z + \frac{1}{1 - 2\mu} \frac{\partial}{\partial z}(\operatorname{div} \mathbf{U}) = \frac{2(1 + \mu)}{1 - 2\mu} \frac{\partial(\alpha T)}{\partial z}, \quad (7)$$

где μ — коэффициент Пуассона; α — коэффициент теплового расширения; r, z — цилиндрические координаты; $T(z, r, \tau)$ — распределение температуры в образце, $\tau = kt/c\rho a^2$ — безразмерное время; k — коэффициент теплопроводности; t — время; c — теплоемкость; ρ — плотность; a — толщина образца.

Из уравнений (7) видно, что для расчета перемещений и соответственно изменения площади тыльной поверхности образца следует рассчитать временное и пространственное распределение температуры в образце, возникающее при облучении в описываемых опытах. Распределение температуры в пятне лазерного импульса

$$f(\tau) = \begin{cases} \sin \frac{\pi \tau}{\tau_0} & \tau \leq \tau_0, \\ 0 & \tau > \tau_0. \end{cases} \quad (8)$$

Здесь $\tau_0 = kt_0/c\rho a^2$, t_0 — длина импульса лазера. Распределение температуры в образце приведено в работе [11] и имеет вид для $\tau < \tau_0$

$$T(r, z, \tau) = \frac{q_0 r_0}{k} \int_0^\infty J_1\left(\lambda \frac{r_0}{a}\right) J_0\left(\lambda \frac{r}{a}\right) \times \left\{ \frac{\lambda^2 \sin \frac{\pi \tau}{\tau_0} - \frac{\pi a^2}{\tau_0} \left(\cos \frac{\pi \tau}{\tau_0} - \exp(-\lambda^2 \frac{\tau}{a^2})\right)}{\lambda^4 + \frac{\pi a^4}{\tau_0^2}} + 2 \sum_{n=1}^\infty \frac{\cos \frac{n\pi z}{a}}{(n^2 \pi^2 + \lambda^2)^2} \left\{ (n^2 \pi^2 + \lambda^2) \sin \frac{\pi \tau}{\tau_0} - \frac{\pi a^2}{\tau_0} \left(\cos \frac{\pi \tau}{\tau_0} - \exp\left[-(n^2 \pi^2 + \lambda^2) \frac{\tau}{a^2}\right]\right) \right\} \right\} d\lambda, \quad (9)$$

для $\tau > \tau_0$

$$T(r, z, \tau) = \frac{q_0 r_0}{k} \frac{\pi a^2}{\tau_0} \int_0^\infty J_1\left(\lambda \frac{r_0}{a}\right) J_0\left(\lambda \frac{r}{a}\right) \times \left\{ \frac{\exp(-\lambda^2 \frac{\tau}{a^2}) \left(\exp(\lambda^2 \frac{\tau_0}{a^2}) + 1\right)}{\lambda^4 + \frac{\pi a^4}{\tau_0^2}} + 2 \sum_0^\infty \frac{\cos \left(\frac{n\pi z}{a}\right)}{(n^2 \pi^2 + \lambda^2)^2 + \frac{\pi a^4}{\tau_0^2}} \exp\left[-(n^2 \pi^2 + \lambda^2) \frac{\tau}{a^2}\right] \times \left[\exp\left[(n^2 \pi^2 + \lambda^2) \frac{\tau_0}{a^2}\right] + 1 \right] \right\} d\lambda. \quad (10)$$

Здесь q_0 — поток энергии, поглощаемой образцом, r_0 — радиус пятна лазера на поверхности образца. Граничные условия для уравнений (7) имеют вид

$$\sigma_{ik} n_k = 0, \quad (11)$$

где σ_{ik} — тензор напряжений, n — нормаль к поверхности образца.

Решение системы уравнений (7) с граничными условиями (11) производилось с использованием термоупругого потенциала перемещений и функций Лява [18]. В результате искомое решение для U_r на тыльной поверхности образца получено в виде

$$U_r = \beta \int_0^\infty J_1\left(\lambda \frac{r_0}{a}\right) J_1\left(\lambda \frac{r}{a}\right) \times \left(F_1(\lambda, \tau, \tau_0) - F_2(\lambda, \tau, \tau_0)\right) \lambda d\lambda. \quad (12)$$

Здесь $\beta = 2\alpha(1 + \mu)(q_0 r_0 a/k)$; для $\tau \leq \tau_0$

$$F_1(\lambda, \tau, \tau_0) = \frac{\operatorname{sh} \lambda}{\operatorname{sh} \lambda + \lambda} \left\{ \frac{1}{\lambda^2 \left(\lambda^4 + \frac{\pi^2}{\tau_0^2}\right)} \times \left(\lambda^2 \sin \frac{\pi \tau}{\tau_0} - \frac{\pi}{\tau_0} \left(\cos \frac{\pi \tau}{\tau_0} - \exp(-\lambda^2 \tau)\right)\right) + 2 \sum_{k=1}^\infty \frac{1}{(4k^2 \pi^2 + \lambda^2) \left((4k^2 \pi^2 + \lambda^2)^2 + \frac{\pi^2}{\tau_0^2}\right)} \times \left((4k^2 \pi^2 + \lambda^2) \sin \frac{\pi \tau}{\tau_0} - \frac{\pi}{\tau_0} \left(\cos \frac{\pi \tau}{\tau_0} - \exp(-(4k^2 \pi^2 + \lambda^2) \tau)\right)\right) \right\},$$

$$F_2(\lambda, \tau, \tau_0) = \frac{2 \operatorname{sh} \lambda}{\operatorname{sh} \lambda - \lambda} \times \sum_{k=1}^{\infty} \frac{1}{((2k+1)^2 \pi^2 + \lambda^2) \left(((2k+1)^2 \pi^2 + \lambda^2)^2 + \frac{\pi^2}{\tau_0^2} \right)} \times \left(((2k+1)^2 \pi^2 + \lambda^2) \sin \frac{\pi \tau}{\tau_0} - \frac{\pi}{\tau_0} \left(\cos \frac{\pi \tau}{\tau_0} - \exp \left(-((2k+1)^2 \pi^2 + \lambda^2) \tau \right) \right) \right),$$

для $\tau > \tau_0$

$$F_1(\lambda, \tau, \tau_0) = \frac{\operatorname{sh} \lambda}{\operatorname{sh} \lambda + \lambda} \frac{\pi}{\tau_0} \left\{ \frac{1}{\lambda^2 \left(\lambda^4 + \frac{\pi^2}{\tau_0^2} \right)} \times \left(\exp(-\lambda^2 \tau) + \exp(-\lambda^2(\tau - \tau_0)) \right) + 2 \sum_{k=1}^{\infty} \frac{1}{(4k^2 \pi^2 + \lambda^2) \left((4k^2 \pi^2 + \lambda^2)^2 + \frac{\pi^2}{\tau_0^2} \right)} \times \left(\exp(-(4k^2 \pi^2 + \lambda^2) \tau) + \exp(-(4k^2 \pi^2 + \lambda^2)(\tau - \tau_0)) \right) \right\},$$

$$F_2(\lambda, \tau, \tau_0) = \frac{2 \operatorname{sh} \lambda}{\operatorname{sh} \lambda - \lambda} \frac{\pi}{\tau_0} \times \sum_{k=1}^{\infty} \frac{1}{((2k+1)^2 \pi^2 + \lambda^2) \left(((2k+1)^2 \pi^2 + \lambda^2)^2 + \frac{\pi^2}{\tau_0^2} \right)} \times \left(\exp \left(-((2k+1)^2 \pi^2 + \lambda^2) \tau \right) + \exp \left(-((2k+1)^2 \pi^2 + \lambda^2) (\tau - \tau_0) \right) \right).$$

Таким образом, подставляя (12) в (6), получим

$$\varepsilon(r, \tau) = \beta \int_0^{\infty} J_1 \left(\lambda \frac{r_0}{a} \right) J_0 \left(\lambda \frac{r}{a} \right) (F_1(\lambda, \tau, \tau_0) - F_2(\lambda, \tau, \tau_0) \lambda^2 d\lambda). \quad (13)$$

Для дальнейших расчетов необходимо выражение для $\partial \varepsilon / \partial t$, которое обозначим через $\dot{\varepsilon}$

$$\dot{\varepsilon}(r, \tau) = \beta_1 \int_0^{\infty} J_1 \left(\lambda \frac{r_0}{a} \right) J_0 \left(\lambda \frac{r}{a} \right) \left(\frac{\partial}{\partial \tau} F_1(\lambda, \tau, \tau_0) - \frac{\partial}{\partial \tau} F_2(\lambda, \tau, \tau_0) \right) \lambda^2 d\lambda. \quad (14)$$

Здесь $\beta_1 = \beta k / c \rho a^2$; выражения для производных от $F_1(\lambda, \tau, \tau_0)$, $F_2(\lambda, \tau, \tau_0)$ по τ_0 в настоящей работе не

приводятся, так как это производные от элементарных функций. На рисунке, *a, b* приведены экспериментальные кривые $I_{\text{las}}(t)$, $I_{\text{lum}}(t)$, а также зависимости $\varepsilon(t)$, $\dot{\varepsilon}(t)$, вычисленные из (13) и (14) соответственно и усредненные по площади круга радиусом $r = 1 \text{ mm}$. Радиус на тыльной стороне образца взят равным радиусу пятна, освещаемого лазером, поскольку (как показывают шлифы поперечного сечения образцов, сделанные после облучения) структурные изменения материала образца происходят в пределах этого радиуса [9]. Для определения постоянной A в выражениях (1) и (2) используем следующее. Согласно дислокационной модели, механолюминесценция на поверхности металла возбуждается при выходе на нее подвижных дислокаций. Значит, максимум интенсивности механолюминесценции соответствует моменту времени, в который на поверхность выходит максимальное число дислокаций. Для этого момента времени вторая производная по времени от выражения (2) должна равняться нулю. Математически это запишется в виде

$$A = \frac{\ddot{\varepsilon}}{\dot{\varepsilon}^2}, \quad (15)$$

где $\ddot{\varepsilon}$ и $\dot{\varepsilon}$ взяты для момента максимума излучения и усреднены по $r = 1 \text{ mm}$.

В наших экспериментах интенсивность механолюминесценции достигает максимума при $t = 0.7 \text{ ms}$. Для исследуемого образца

$$A = 5.00 \cdot 10^6. \quad (16)$$

На рисунке, *c* приведен рассчитанный из (1) с учетом (14) и (16) график изменения во времени количества дислокаций в пластической зоне n , приходящихся на площадь круга радиуса $r = 1 \text{ mm}$. Из него следует, что, пока $\dot{\varepsilon} < 0$, количество дислокаций увеличивается, а при $\dot{\varepsilon} > 0$ уменьшается, т.е. происходит их выход на поверхность. Полагаем, что при $\dot{\varepsilon} > 0$ образование новых дефектов пренебрежимо мало по сравнению с выходящими на поверхность, тогда в это время для дислокаций должно выполняться уравнение непрерывности

$$\frac{\partial N}{\partial t} + \operatorname{div} \mathbf{j} = 0, \quad (17)$$

где \mathbf{j} — плотность потока выходящих на поверхность образца дислокаций.

Второй член в уравнении (17) можно оценить следующим образом:

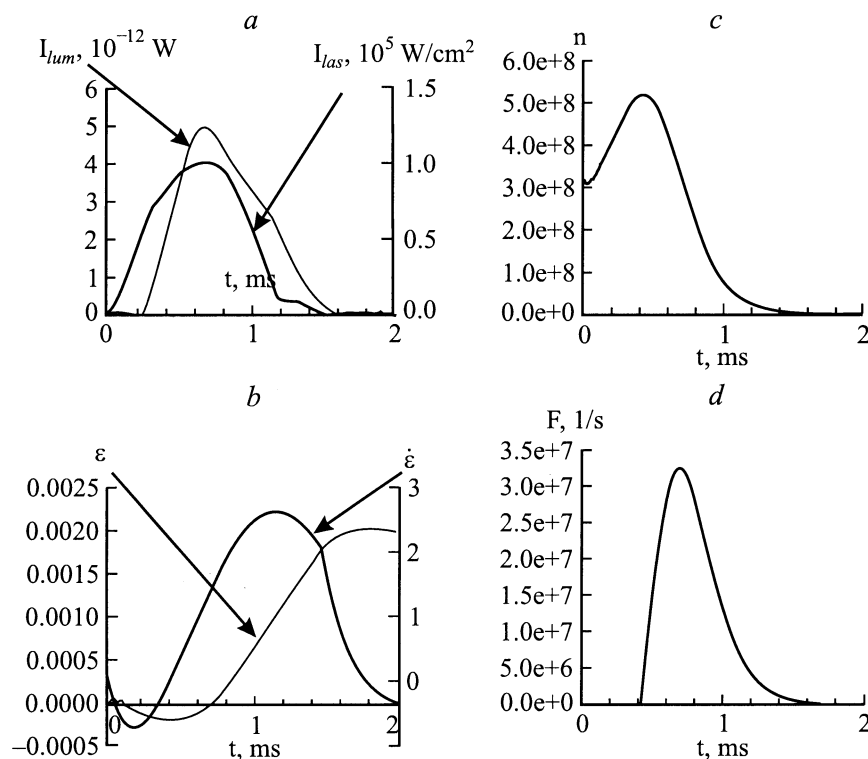
$$\operatorname{div} \mathbf{j} \cong \frac{j_n}{\delta_t}, \quad (18)$$

δ_t — глубина пластической зоны.

Таким образом, плотность потока выходящих дислокаций, учитывая (17) и (18), можно представить в виде

$$j_n = -\delta_t \frac{\partial N}{\partial t}. \quad (19)$$

Каждая дислокация при своем движении на единице длины взаимодействует с $1/a$ атомов (a — постоянная



a — осциллограммы импульсов облучающего лазера (цифры соответствуют поглощаемой образцом мощности) и возбуждаемой на тыльной стороне образца механолюминесценции; *b* — рассчитанные зависимости от времени относительного изменения площади тыльной поверхности образца вследствие развития напряжений и скорости их относительного изменения; *c* — рассчитанная зависимость от времени числа дислокаций, приходящихся на площадь поверхностного круга радиуса $r = 1 \text{ mm}$; *d* — рассчитанный импульс эмиссии фотонов.

решетки). Если η — вероятность испускания фотона, то выражение для потока фотонов, испускаемого с единицы поверхности образца, будет иметь вид

$$N_{ph} = \eta j / a$$

или при учете (1), (2) и (19)

$$N_{ph} = \eta \delta_i a^{-1} N_0 \dot{\varepsilon} \exp(-A\varepsilon). \quad (20)$$

Для меди $a = 3.61 \text{ \AA}$ [19], $N_0 = 10^{14} \text{ m}^{-2}$, $\delta_i = 2.5 \cdot 10^{-4} \text{ m}$ [20], $\eta = 10^{-9}$ [14].

Рассчитанный график зависимости потока фотонов от времени представлен на рисунке, *d*, и можно провести сравнение с экспериментом. Предварительно следует сказать следующее. Зная чувствительность детектора света, его расположение относительно люминесцирующей поверхности в обсуждаемых опытах и то, что спектр механолюминесценции меди состоит из двух полос с максимумами ~ 1.7 и $\sim 2.1 \text{ eV}$ [1], можно оценить величину измеренного импульса излучения. По этим оценкам излучение I_{lum} , приведенное на рисунке, *a*, в максимуме составляло $\sim 1.5 \cdot 10^7 \text{ ph/s}$, или в пересчете $\sim 5 \cdot 10^{-12} \text{ W}$. Таким образом, экспериментальный и расчетный импульсы люминесценции (рисунок, *a*, *d*) могут быть сравнены по форме, по длительности, по запаздыванию относительно начал облучения, т.е. нагружения, и по амплитуде. Из

сравнения видно, что они находятся в хорошем соответствии. Это подтверждает сформулированное в начале предположение и позволяет сделать вывод о том, что динамика импульса люминесценции тыльной стороны металлического образца при облучении его фронтальной стороны импульсом лазера связана с динамикой выхода дислокаций на поверхность металла.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 97-02-18097) и ФЦП "Интеграция" (проект № КО854).

Список литературы

- [1] *Абрамова К.Б., Щербаков И.П.* // ЖТФ. 1994. Т. 64. Вып. 9. С. 76–90.
- [2] *Тулик А.А., Валув Н.П.* // Письма в ЖТФ. 1998. Т. 6. Вып. 2. С. 82–84.
- [3] *Сотников В.Т., Грицан В.А., Нечипоренко А.А.* // Письма в ЖТФ. 1987. Т. 13. Вып. 21. С. 1291–1295.
- [4] *Борисова Е.А., Глебова Р.Д., Платонов А.А., Скляров Н.М.* // ДАН СССР. 1975. Т. 222. № 4. С. 807–809.
- [5] *Векслер В.И.* // ЖТФ. 1982. Т. 52. Вып. 7. С. 1273–1280.
- [6] *Власов С.В., Фарберович О.В., Бугаков А.М.* и др. // ОиС. 1985. Т. 58. Вып. 4. С. 815–820.
- [7] *Coleburn N.L., Solow M., Wiley R.C.* // J. Appl. Phys. 1965. Vol. 36. N 2. P. 507–510.

- [8] Кондырев А.М., Щербаков И.П., Абрамова К.Б., Чмель А.Е. // ЖТФ. 1992. Т. 61. Вып. 8. С. 208–210.
- [9] Абрамова К.Б., Щербаков И.П., Кондырев А.М., Пухонто И.Я. // ЖТФ. 1996. Т. 66. Вып. 5. С. 190–196.
- [10] Банишев А.Ф., Панченко А.Я., Шишков А.В. // ФТТ. 1999. Т. 41. Вып. 9. С. 1538–1542.
- [11] Абрамова К.Б., Русаков А.И., Семенов А.А., Щербаков И.П. // ФТТ. 1998. Т. 40. Вып. 6. С. 957–965.
- [12] Abramova K.B., Rusakov A.I., Semenov A.A., Shcherbakov I.P. // J. Appl. Phys. 2000. Vol. 87. N 6. P. 3132-3136.
- [13] Молоцкий М.И. // ФТТ. 1981. Т. 23. Вып. 7. С. 2171–2172.
- [14] Молоцкий М.И. // ФММ. 1983. Т. 55. Вып. 1. С. 43–50.
- [15] Chandra V.P., Khan M.S., Singh Seema R., Ansari M.H. // Crist. Res. Technol. 1996. Vol. 31. N 4. P. 495–500.
- [16] Абрамова К.Б., Веттегрень В.И., Щербаков И.П. и др. // ЖТФ. 1999. Т. 69. Вып. 12. С. 102–104.
- [17] Абрамова К.Б., Веттегрень В.И., Щербаков И.П., Светлов В.Н. // ЖТФ. 2001. Т. 71. Вып. 10. С. 112–119.
- [18] Паркус Г. Неустановившиеся температурные напряжения. М.: Мир, 1963.
- [19] Физические величины / Под ред. И.С. Григорьева, Е.С. Мейлихова. М.: Энергоатомиздат, 1991.
- [20] Lucas P., Klesnil M., Fiedler R. // Philos. Mag. 1969. Vol. 20. N 166. P. 799–805.