

ПРИМЕНЕНИЕ ТЕРМОИНДУЦИРОВАННЫХ НАНОРАЗМЕРНЫХ ПОВЕРХНОСТНЫХ ДЕФОРМАЦИЙ ДЛЯ ОСЛАБЛЕНИЯ ИМПУЛЬСНЫХ СВЕТОВЫХ ПОТОКОВ

© 2009 г. **Н. В. Прудников***, канд. техн. наук; **В. В. Чесноков****, доктор техн. наук; **Д. В. Чесноков****, канд. техн. наук; **С. Л. Шергин****; **В. Б. Шлишевский****, доктор техн. наук

* Секция прикладных проблем при Президиуме РАН, Москва

** Сибирская государственная геодезическая академия, г. Новосибирск

E-mail.: d4@ngs.ru

Дается анализ возможности ослабления импульсных световых потоков отражающими поверхностями за счет их наноразмерных деформаций, возбуждаемых мощным импульсным лазерным излучением. На основе предложенной физической модели обсуждаются теплофизические аспекты возникновения термоиндуцированных деформаций, характерные времена их существования и функциональные характеристики при взаимодействии с оптическим излучением.

Коды OCIS: 160.6840, 230.1980, 230.3990, 230.4170

Поступила в редакцию 14.05.2008.

Исследования деформаций, индуцированных в твердом теле лазерным излучением, проводятся достаточно активно в рамках физики взаимодействия световых полей с металлами [1], в связи с работами в области силовой оптики [2] или при использовании лазерных зондов для изучения поверхностных акустических волн [3] по деформациям поверхностей подложек.

В статье [4] приводится обзор результатов, достигнутых в области создания пассивных фильтров – ограничителей интенсивности лазерного излучения. Такие устройства меняют свою поглощательную способность за счет энергии падающего излучения, причем эта зависимость носит существенно нелинейный характер – эффект наблюдается только при высоких интенсивностях светового потока. В качестве поглотителей используются растворы красителей или среды, содержащие наночастицы металлов, фуллерены, углеродные нанотрубки. Ограниченное применение элементов подобного рода обусловлено резонансным, узкополосным характером их работы.

Ниже обсуждаются возможности создания альтернативных светоослабляющих устройств с использованием поверхностей, являющихся гладкими и зеркальными в условиях засветки слабыми световыми потоками, но рассеивающих интенсивное (поражающее) импульсное лазерное излучение. Как будет показано далее, указанные поверхности могут обеспечить необходимое светоослабление, в частности, при решении актуальной проблемы защиты глаз и фотоэлектрических датчиков излучений от “ослепляющих” лазерных засветок, когда энергия даже одиночного лазерного импульса часто

приводит к разрушению фото- или теплочувствительных элементов преобразователей изображения и, как следствие, к выходу из строя средства наблюдения.

Индукцируемые лазерным облучением термодеформации поверхностей тел вызваны термическим расширением материала. В случае полупроводников существует механизм изменения объема вследствие генерации носителей заряда, но в любом случае деформации обычно невелики. Одной из возможностей увеличения деформаций и, следовательно, увеличения эффективности взаимодействия такой деформированной поверхности со световым потоком является использование особой поверхностной двухслойной структуры, состоящей из верхнего отражающего слоя и нижнего слоя, выполненного из вещества, которое под действием нагревания может совершить фазовый переход с увеличением объема, например, расплавиться или испариться. Во время приема импульса сфокусированного лазерного излучения слои локально нагреваются, в месте нагревания происходит испарение нижнего слоя, избыточным давлением пара верхний слой деформируется, принимает форму купола и рассеивает падающее излучение. После окончания действия импульса облучения зеркало принимает свою исходную плоскую форму за время порядка микросекунд и работоспособность всего защищаемого от ослепления средства наблюдения восстанавливается, в том числе, в результате возврата нижнего слоя в конденсированное состояние при остывании до температуры ниже температуры фазового перехода. Тот факт, что инициирование активности поверхности зеркала носит тепловой характер, по-

зволяет использовать его в достаточно широкой области спектра.

Требования к оптическим свойствам отражающего слоя противоречивы: с одной стороны, он должен хорошо поглощать энергию “ослепляющего” излучения и быстро передавать тепло второму слою, а с другой – как элемент оптической системы, он должен обладать высокой отражательной способностью. Решение проблемы в каждом конкретном случае должно определяться исходя из технического задания на систему в целом, но из общих соображений коэффициент отражения в рабочем диапазоне спектра, по-видимому, не должен быть ниже 0,8.

Рассеивающие свойства поверхности увеличиваются, если выполнить двухслойную структуру в виде матрицы ячеек, заполняющих поверхность подложки; в таком случае при поглощении лазерного импульса засвеченная часть поверхности приобретает рельеф в виде множества микрокуполов, расположенных регулярно. С помощью апертурной диафрагмы, установленной далее по оптической оси, излучение, рассеянное под углами, превышающими некоторый заданный предельный угол φ , отсекается и не попадает на фотоприемник.

На практике время возникновения микрокуполов (быстродействие срабатывания) должно составлять порядка 0,1–0,2 от длительности ослепляющего импульса излучения (т.е. примерно 1–10 нс), а доля рассеянной энергии импульса – не менее 80–90%.

На рис. 1 схематично показаны устройство ячейки матрицы в исходном положении (а) и ее конфигурация после срабатывания под действием падающего излучения (б). При нормальном падении света максимальный угол рассеяния излучения на микрокуполах составляет $\varphi_{\max} \approx 2r/r_k = 4h/r$, где r – радиус основания, r_k – радиус кривизны купола.

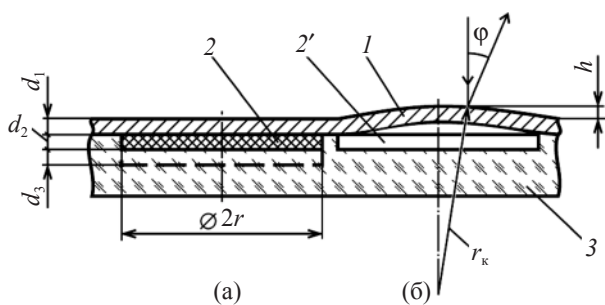


Рис. 1. Схема ячейки оптического затвора, использующего термоиндуцированную деформацию зеркальной поверхности. а – устройство ячейки матрицы в исходном положении, б – конфигурация ячейки матрицы после срабатывания под действием падающего излучения. Пояснения в тексте.

Как одна из возможных технологических реализаций создания затвора может рассматриваться технология изготовления кремниевых микросхем. На плоской кремниевой подложке 1 фотолитографическим путем и избирательным травлением формируется массив полостей 2 глубиной порядка 10 нм. В каждую полость помещается легко испаряющееся соединение. Поверх массива наносится металлическая мембрана толщиной порядка 0,05 мкм, соединенная со стенками камер и образующая таким образом их “крышки”. Коэффициент отражения мембраны составляет около 80%. Готовый чип затвора помещается в корпус с оптическим окном, защищающим поверхность от механических повреждений, и включается в состав защищаемой от ослепления опико-электронной системы в качестве плоского зеркала (наклонного или автоколлимационного).

При падении излучения поглощенная часть его энергии нагревает мембрану и полость под ней, испаряя вещество в полости и создавая импульсный скачок давления, вызывающий деформацию мембраны и ее изгиб вверх – она принимает форму сегмента сферы, образуя полость 2'. Частично эта деформация уравнивается десорбцией газа с верхней поверхностью мембраны 1.

Пусть Q_S – энергия излучения, падающего на поверхность ячейки площадью S . Тогда ее доля $Q_{\text{погл}}$, поглощенная в ячейке, составит $Q_{\text{погл}} = Q_S(1 - R_{\text{отр}})$, где $R_{\text{отр}}$ – коэффициент отражения поверхности мембраны. Поглощенная энергия расходуется на нагревание мембраны толщиной d_1 и массой m_1 , слоя толщиной d_2 испаряющегося вещества массой m_2 и некоторого слоя подложки (толщиной d_3 и массой m_3) до примерно одинаковой (в первом приближении) температуры. Для оценочных расчетов, как будет видно из дальнейшего, правомерно использовать равенство $d_3 = \lambda_3$, где λ_3 – длина тепловой волны в материале подложки. В общем случае потребовалось бы решать численно уравнение теплопроводности для многослойной структуры – дифференциальное уравнение второй степени в частных производных.

В процессе нагревания масса m_2 испытывает последовательные фазовые переходы из твердого состояния в жидкое, затем в газообразное. Энергия, расходуемая на эти процессы, определяется удельной теплотой плавления $L_{\text{пл}}$ и удельной теплотой испарения $L_{\text{исп}}$ согласно уравнению баланса

$$Q_S(1 - R_{\text{отр}}) = c_1 m_1 \Delta T + c_2 m_2 \Delta T + m_2 L_{\text{пл}} + m_2 L_{\text{исп}} + c_3 m_3 \Delta T, \quad (1)$$

где c_1 , c_2 и c_3 – удельные теплоемкости слоев d_1 , d_2 и d_3 соответственно, а $\Delta T = T - 293$ К – увеличение их температуры под действием лазерного импульса, в первом приближении равное для всех слоев.

Так как членами $m_2L_{\text{пл}}$ и $c_2m_2\Delta T_2$ в сравнении с остальными можно пренебречь ввиду их малости, то

$$Q_S(1 - R_{\text{отр}}) \approx c_1m_1\Delta T + c_3m_3\Delta T + m_2L_{\text{исп}}. \quad (2)$$

Разделим каждый член уравнения (2) на площадь S ячейки. Учитывая, что $Q_S = P_S t_n S$ и $m_{1-3} = \rho_{1-3} d_{1-3} S$, где P_S – плотность мощности падающего на зеркало излучения, t_n – длительность лазерного импульса, а ρ_{1-3} – плотности соответствующих индексам веществ, получим

$$P_S t_n (1 - R_{\text{отр}}) \approx c_1 \rho_1 d_1 \Delta T + c_3 \rho_3 d_3 \Delta T + \rho_2 d_2 L_{\text{исп}}. \quad (3)$$

Формула (3) позволяет ввести критерии выбора материалов для всех трех слоев. Последнее слагаемое в ней определяет значение пороговой мощности срабатывания ячейки, так как его величина значительно превышает сумму остальных членов уравнения. Поэтому, чтобы снизить пороговую мощность лазерного излучения, в качестве испаряющегося следует выбирать вещество с минимально возможным значением произведения $\rho_2 d_2 L_{\text{исп}}$. С другой стороны, поскольку $\Delta T = T_{\text{кип}} + \Delta T' - 293$ К, где $\Delta T'$ – превышение температуры прогрева ячейки над температурой кипения, то рост $T_{\text{кип}}$ приводит к росту ΔT и, соответственно, к увеличению первых двух слагаемых в правой части уравнения (3), что нежелательно. Следовательно, испаряющееся вещество должно также иметь еще и невысокую температуру кипения.

С теплофизической точки зрения, мембрана должна обладать максимальной теплопроводностью и минимальной теплоемкостью, чтобы беспрепятственно передать поглощенную энергию излучения в слой 2. Величина составляющей $c_1 \rho_1 d_1 \Delta T$ зависит также от толщины мембраны d_1 , которая снизу ограничена требованиями механической прочности. Подложку, наоборот, желательно изготавливать из материала с низкой теплопроводностью $a = k_T / c\rho$ (k_T – коэффициент теплопроводности), например из кварца, чтобы уменьшить в нее отток тепла, определяемый слагаемым $c_3 \rho_3 d_3 \Delta T$.

С учетом указанных соображений при первоначальном анализе наиболее подходящими материалами для мембраны были определены молибден и титан, для испаряющегося слоя – йод, для подложки – кварц.

Дальнейшее обсуждение процессов, происходящих при лазерном испарении тонких пленок, проведем в соответствии с данными работы [5], согласно которым в каждый момент времени условия в любой точке испаряемой среды являются равновесными, что позволяет пользоваться законами равновесной термодинамики. Кроме того, процесс нагрева пленки можно считать стационарным, поскольку согласно анализу, проведенному в указанной

работе, время установления профиля распределения плотности вещества (в нашем случае – под мембраной) меньше характерного времени изменения интенсивности излучения.

При температуре T выше температуры кипения при нормальных условиях и ниже критической для определения давления пара p можно использовать адиабатическую зависимость [5]

$$p = p_0 \frac{T}{T_0} \exp \left[\frac{ML_{\text{исп}}}{R_y} \left(\frac{1}{T_0} - \frac{1}{T} \right) \right], \quad (4)$$

где p_0 – давление насыщенного пара при температуре T_0 , M – молярная масса вещества пара, R_y – универсальная газовая постоянная. Для оценочных расчетов удобно за T_0 принять температуру $T_{\text{кип}}$ кипения вещества при нормальном атмосферном давлении ($p_0 = 10^5$ Па).

Удельная энергия $Q_{\text{исп}}$, затрачиваемая на переход твердое вещество–пар, зависит от температуры, а именно –

$$Q_{\text{исп}} \approx \Delta H + \frac{R_y \Delta T}{2M};$$

здесь ΔH – изменение энтальпии, соответствующее переходу из жидкого состояния в газообразное.

Давление, определяемое соотношением (4), устанавливается в принимающей излучение ячейке, когда все ее внутренние поверхности прогреются до температуры T . Так как мембрана ячейки малопрозрачна, тепловой поток сквозь ячейку к подложке идет за счет теплопроводности и за время t_n он распространится на расстояние, в общем случае примерно равное длине тепловой волны λ в системе мембрана–среда в ячейке. При длительности лазерного импульса $t_n \approx 1$ нс длина тепловой волны для возможных материалов мембраны и испаряющегося заполнения ячейки составляет не более 100–200 нм.

Поскольку воздействие излучения и соответствующие деформации мембраны под воздействием давления пара имеют кратковременный характер, важно знать динамическое поведение мембраны. Информацию об этом можно получить, определив частоту ν_0 ее собственных колебаний. Воспользуемся результатами, приведенными в [6] для круглой мембраны, жестко закрепленной по краям, –

$$\nu_0 \approx \frac{N_i^2 \alpha^2}{2\pi r^2},$$

где N_i – корень функции Бесселя 1-го рода, $i = 1, 2, 3, \dots$ – порядок корня, r – радиус мембраны, $\alpha^2 = d_1 \sqrt{\frac{E_{\text{Ю}}}{12(1 - \mu^2)\rho_1}}$ – цилиндрическая жесткость ($E_{\text{Ю}}$ – модуль Юнга, μ – коэффициент Пуассона).

Подставив сюда предполагаемые значения параметров мембраны ($E_{Ю} = 2 \times 10^{11}$ Па, $\mu = 0,3$, $\rho_1 = 10,2 \times 10^3$ кг/м³, $d_1 = 10^{-7}$ м, $r = 5 \times 10^{-6}$ м, $N_{i=1} = 2,405$), получим $\nu_0 \approx 4,9 \times 10^6$ Гц (т. е. период собственных колебаний мембраны составляет примерно 2×10^{-7} с). Это означает, что после воздействия лазерного импульса длительностью $t_{и} \approx 10^{-9} - 10^{-8}$ с мембрана продолжит движение по направлению полученного ударного воздействия и (если пренебречь взаимодействием с окружающей средой) будет совершать колебания с периодом порядка 2×10^{-7} с. Амплитуда колебаний, как легко убедиться, значительно превысит ее смещение за время удара. Время первого возврата мембраны в начальное состояние (время релаксации затвора) можно оценить как половину периода колебаний, т. е. порядка 10^{-7} с, но окончательное успокоение колебательного движения мембраны наступит после совершения ею нескольких (примерно 3–5) колебаний.

Если время воздействия лазерного импульса много меньше периода собственных колебаний мембраны, движение мембраны в момент лазерного воздействия будет определяться в основном уже не ее упругими свойствами, а инерционными свойствами вещества, т. е. вторым законом Ньютона и уравнением ускоренного движения

$$h = \frac{p t_{и}^2}{2 \rho_1 d_1} \quad (5)$$

В табл. 1 приведен ряд теплофизических параметров для материалов мембраны (Mo, Ti), испаряемого вещества (I_2) и подложки (SiO_2), необходимых для расчетов по формулам (2)–(5).

Таблица 1. Теплофизические параметры некоторых материалов [7]

Вещество	Mo	Ti	I_2	SiO_2
$T_{кип}, K$			456	
λ (при $t_{и} = 1$ нс), мкм	0,2	0,07	0,012	0,03
c , Дж/кг·град.	290	740	632,8	1250
ρ , кг/м ³	$10,2 \times 10^3$	$4,5 \times 10^3$	$4,93 \times 10^3$	$2,6 \times 10^3$
M , кг/моль	0,096	0,05	0,127	0,06
a , см ² /с	0,38	0,06	$1,44 \times 10^{-3}$	0,009
$L_{исп}$, Дж/кг			$8,40 \times 10^5$	

Таблица 2. Поглощенная ячейкой энергия, давление насыщенного пара и плотность мощности падающего излучения при двух различных температурах

T , К	ΔT , К	$Q_{погл}$, Дж	p , Па	P_s , Вт/м ²
500	207	$5,12 \times 10^{-9}$	$1,35 \times 10^6$	$3,26 \times 10^{11}$
550	257	$5,84 \times 10^{-9}$	$1,57 \times 10^7$	$3,72 \times 10^{11}$

В качестве примера в табл. 2 представлены результаты расчета давления p насыщенного пара рабочего вещества под мембраной при двух различных температурах T нагревания ячейки, необходимой для такого нагревания величины поглощаемой энергии $Q_{погл}$ и соответствующей плотности мощности P_s излучения, падающего на ячейку. Принималось, что материал мембраны – молибденовая пленка толщиной $d_1 = 100$ нм ($c_1 r_1 d_1 = 0,296$ Дж/м² град), рабочее вещество – пленка йода толщиной примерно 10 нм ($\rho_2 d_2 L_{исп} = 41,4$ Дж/м² град), подложка – из плавленого кварца ($c_3 \rho_3 \lambda_3 \approx 0,1$ Дж/м² град).

Рассмотрим факторы, определяющие быстроту срабатывания подобного оптического затвора. В первом приближении его действие можно представить в виде последовательности этапов:

- а) поглощение оптического излучения мембраной и передача энергии кристаллической решетке металла,
- б) распространение тепла от мембраны и нагревание области, занимаемой слоями 1, 2 и 3 (см. рис. 1), до температуры кипения в данных условиях рабочего вещества,
- в) превращение рабочего вещества в пар,
- г) деформация мембраны.

В рассматриваемой системе сложные процессы теплопередачи и испарения запускаются фронтом лазерного импульса и происходят непрерывно и параллельно. Однако в работе [8] обоснована возможность упрощенного поэтапного рассмотрения процессов при условном допущении, что в конкретном слое процессы начинаются только после подхода к нему теплового фронта, по их окончании происходит переход тепловых процессов к следующему слою и т. д.

Длительность первого этапа определяется взаимодействием фотонов с электронным газом, который передает тепловую энергию решетке. Для металлов время преобразования энергии излучения в тепло вещества составляет $t_1 \approx 10^{-11}$ с [1]. Приближенно можно считать, что слой мембраны толщиной несколько десятков нанометров прогревается с опозданием порядка 10^{-11} с от поглощения излучения. Далее тепло распространяется за счет теплопроводности вещества.

Время t_1 продвижения температурного фронта на расстояние l в веществе с теплопроводностью a определяется выражением $t_1 = l^2/a$.

Время t_2 , необходимое для поглощения энергии излучения, достаточной для срабатывания ячейки, составит $t_2 = Q_{погл}/(P_s S)$.

Наконец, время t_h , требующееся для деформации мембраны до величины прогиба h , можно определить на основании соотношения (5), если считать,

что давление насыщенного пара неизменно. Однако на самом деле, так как ячейка находится под непрерывным воздействием облучения, температура рабочей области постоянно нарастает, что приводит к росту давления. Одновременно увеличивается объем, занимаемый паром под мембраной в связи с ее деформацией, что, наоборот, способствует уменьшению давления. В каждом конкретном случае необходимо отдельно оценивать значимость обоих этих процессов. В дальнейших ориентировочных расчетах будем полагать, что давление, которое деформирует мембрану, в ходе срабатывания ячейки остается постоянным и равным одной трети от давления насыщенного пара под мембраной, т. е. $t_h = \sqrt{6\rho_1 d_1 h/p}$.

Таким образом, общая длительность t_Σ процессов, приводящих к срабатыванию клапана, составляет

$$t_\Sigma \approx t_1 + t_l + t_2 + t_h = 10^{-11} + \frac{l^2}{a} + \frac{Q_{\text{погл}}}{P_S S} + \sqrt{\frac{6\rho_1 d_1 h}{p}}$$

Расчетное сравнение относительной роли составляющих времени срабатывания показывает, что наибольшую длительность имеет период, за который мембрана ячейки изогнется на необходимую для рассеяния излучение величину; сумма времен $t_1 + t_l + t_2 \approx 1,0-1,5$ нс характеризует время задержки начала срабатывания ячейки после падения излучения на деформируемое зеркало.

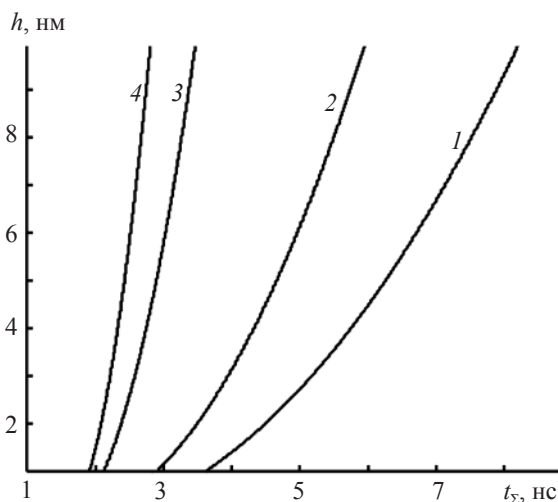


Рис. 2. Зависимости прогиба молибденовой и титановой мембран от времени деформации при различных плотностях мощности падающего излучения. 1, 3 – молибден; 2, 4 – титан; 1, 2 – $P_S = 3,26 \times 10^{11}$ Вт/м²; 3, 4 – $P_S = 3,72 \times 10^{11}$ Вт/м².

На рис. 2 представлены зависимости величины прогиба молибденовой и титановой мембран толщиной 100 нм от времени деформации при различных плотностях мощности падающего излучения (как и ранее, рабочее вещество – пленка йода толщиной примерно 10 нм, подложка – из плавленого кварца). Максимальный угол рассеяния света в данном случае меняется от 0,8 до 8 мрад.

Поглощенная деформируемой поверхностью тепловая энергия должна быть затем отведена от места выделения для приведения поверхности зеркала в первоначальное состояние после окончания импульса облучения поверхности. Решение проблемы возможно за счет использования четырехслойной структуры, если обеспечить сток тепла через слой SiO₂, являющийся дном ячейки, в хорошо теплопроводящую подложку.

Постоянная времени τ отвода тепла в приближении сохранения температуры подложки неизменной равна

$$\tau \approx R_T C = \frac{d_3}{k} (c_1 \rho_1 d_1 + c_2 \rho_2 d_2 + c_3 \rho_3 \lambda_3),$$

где $R_T = \lambda_3/k$ – тепловое сопротивление пленки оксида, k – постоянная Больцмана, $C = c_1 \rho_1 d_1 + c_2 \rho_2 d_2 + c_3 \rho_3 \lambda_3$ – тепловая емкость ячейки. Подсчеты дают значение $\tau = (5-10) \times 10^{-8}$ с.

Важно подчеркнуть, что эффект термоиндуцированного ослабления интенсивности световых потоков имеет пороговый характер. При плотности мощности падающего излучения меньше некоторого значения, при котором рабочее вещество может кипеть, срабатывания ячеек не произойдет. Так, если в рассмотренном выше примере мембрана ячейки с йодом имеет диаметр 10 мкм, то полная импульсная мощность, вынуждающая ее сработать за 1 нс, должна быть не менее 30 Вт (энергия облучения $Q \approx 3 \times 10^{-8}$ Дж, плотность энергии в падающем импульсе излучения $P \approx 370$ Дж/м²).

Приведенный анализ показывает, что зеркальные пленочные структуры, в которых под действием интенсивного излучения происходят термоиндуцированные фазовые переходы вещества с изменением объема, могут быть основой создания микромеханических устройств с наносекундным быстродействием для защиты оптико-электронных приборов и систем от поражающего лазерного излучения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Прохоров А.М., Конов В.И., Урсу И., Михэилеску И.Н. Взаимодействие лазерного излучения с металлами. М.: Наука, 1988. 543 с.
2. Шмаков В.А. Силовая оптика. М.: Наука. 2004. 318 с.

3. *Олинер А.* Поверхностные акустические волны. М.: Мир, 1981. 501 с.
 4. *Каманина Н.В.* Фотофизика фуллереносодержащих сред: ограничители лазерного излучения, дифракционные элементы, диспергированные жидкокристаллические модуляторы света // *Нанотехника*. 2006. № 1. С. 86–98.
 5. *Анисимов С. И., Имас Я.А., Романов Г.С., Ходыко Ю.В.* Действие излучения большой мощности на металлы. М.: Наука, 1970. 179 с.
 6. *Писаренко Г.С., Яковлев А.П., Матвеев В.В.* Справочник по сопротивлению материалов. Киев: Наукова Думка, 1988. 736 с.
 7. *Никольский Б.П., Григоров О.Н., Позин М.Е. и др.* Справочник химика. Т. 1: Общие сведения, строение вещества, свойства важнейших веществ, лабораторная техника. Л.–М.: Химия, 1966. 1080 с.
 8. *Карлов Н.В., Кириченко Н.А., Лукьянчук Б.С.* Лазерная термохимия. М.: Наука, 1992. 296 с.
-