

ЭРОЗИОННЫЕ ЛАЗЕРНЫЕ ФАКЕЛЫ ВО ВНЕШНИХ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ И ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ПОЛЯХ

В.К.Гончаров, М.В.Пузырев, А.Ф.Чернявский.

Научно-исследовательский институт Прикладных физических проблем им.А.Н.Севченко, ул. Курчатова 7, 220106, Минск, Беларусь,
тел: +375 017 2775644, E-mail: sikolenko@pfp.bsu.unibel.by.

Аннотация. Показана возможность управления составом эрозионных лазерных факелов металлов, используя внешнее электрическое и электромагнитное поля. Получена эрозионная плазма с минимальным содержанием жидкокапельной фазы материала мишени.

ВВЕДЕНИЕ

Продукты эрозии металлов, при воздействии на них лазерного излучения умеренной интенсивности ($10^5 \div 10^8$ Вт/см²), представляют собой двухфазные потоки с достаточно сложной кинетикой частиц конденсированной фазы материала мишени.

Частицы конденсированной фазы, формирующиеся за счет объемного парообразования, двигаясь навстречу излучению воздействующего лазера, поглощают его и доиспаряются [1, 2]. Некоторые более крупные частицы за счет перегрева могут дробиться [3]. Дробясь и доиспаряясь, они уменьшаются в размерах, а также уменьшается их концентрация и на некотором расстоянии от поверхности мишени частицы могут полностью испариться, увеличив плотность окружающих паров [4], которые продолжают поглощать падающее лазерное излучение. При определенных условиях это может привести к плазменной вспышке [5 - 7], за счет чего происходит интенсивное поглощение излучения в плазме, что препятствует прохождению воздействующего лазерного излучения к поверхности.

Попытка получить бескапельные эрозионные плазменные потоки металлических мишеней за счет увеличения плотности воздействующего излучения приводит к тому, что условия лазерного воздействия в приповерхностной зоне изменяются и в результате в эрозионный факел начинают поступать более мелкие частицы, однако их концентрация увеличивается.

В связи с этим очень важно найти методы, которые позволили бы управлять параметрами жидкокапельной фазы эрозионных лазерных фа-

келов металлов, а также найти способы получения бескапельных эрозивных факелов.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ОБОРУДОВАНИЕ И МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА.

Для получения эрозивных лазерных факелов металлов использовалась лазерная установка изображенная на рис.1. В качестве воздействующего на мишень использовалось излучение неодимового лазера. Он состоял из задающего генератора с конфокальным резонатором и двух усилителей. Генератор и усилители собраны на основе стандартных головок ГОС-1001М. На выходе генератора был получен квазистационарный импульс, начало и конец которого обрезалось механическим затвором. Затвором являлся вращающийся

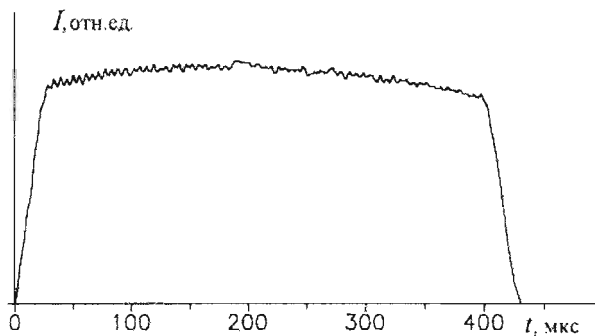


Рис.2. Форма воздействующего лазерного излучения.

дюралюминиевый диск с прорезью. Таким образом, удалось получить импульс излучения, форма которого близка к прямоугольной. Характерный вид такого импульса представлен на рис.2. Изменяя размеры отверстия в диске можно получить импульсы различной длительности. В наших экспериментах длительность лазерного импульса составляла 400 мкс. Установка позволяла получать, используя два усилителя, энергию в импульсе до 400 Дж.

Основным методом исследования в настоящей работе является метод поперечного зондирования эрозивного факела излучением вспомогательного рубинового лазера.

Известно, что для сферических частиц, размеры которых значительно меньше длины волны зондирующего излучения ($d \ll \lambda$), справедливы соотношения [8]:

$$Q_{рас} = \frac{8}{3} \pi^4 \left(\frac{d}{\lambda} \right)^4 \left| \frac{m^2 - 1}{m^2 + 2} \right|^2, \quad Q_{нов} = -4\pi \frac{d}{\lambda} \operatorname{Im} \left(\frac{m^2 - 1}{m^2 + 2} \right), \quad (1)$$

где d - диаметр частиц; λ - длина волны зондирующего излучения; $Q_{рас}$ и $Q_{пог}$ - безразмерные коэффициенты рассеяния и поглощения, отнесенные к площади поперечного сечения частицы. Комплексный показатель преломления m - связан с показателем преломления n и показателем поглощения χ соотношением $m=n-i\chi$. Учитывая, что

$$|m^2 - 1|^2 = (n^2 - \chi^2 - 1)^2 + 4n^2\chi^2 \quad (2)$$

и

$$Im\left(\frac{m^2 - 1}{m^2 + 2}\right) = -\frac{6n\chi}{|m^2 + 2|^2} \quad (3)$$

получаем:

$$\frac{Q_{рас}}{Q_{пог}} = \frac{\pi^3}{9} \left(\frac{d}{\lambda}\right)^3 \frac{(n^2 - \chi^2 - 1)^2 + 4n^2\chi^2}{n\chi}. \quad (4)$$

Таким образом, мы имеем соотношение рассеянной и поглощенной компонент для релеевского приближения. Зная n и χ вещества частиц, λ зондирующего излучения и измерив экспериментально $Q_{рас}/Q_{пог}$, можно контролировать d для достаточно мелких частиц.

Для частиц ($d > \lambda$) соотношение между рассеянием и поглощением зависит лишь от физической природы вещества частиц. Оно может быть оценено [80] по формуле:

$$\frac{Q_{рас}}{Q_{пог}} = \frac{(n^2 + n + \chi^2)^2 + (1+n)^2 + 2\chi^2}{2n[(1+n)^2 + \chi^2]}. \quad (5)$$

Анализ формулы (5) для металлических мишеней показывает, что $Q_{рас} > Q_{пог}$. Если перейти в пределе к очень большим частицам, получаем коэффициенты отражения и поглощения массивной мишени, для которой отражение может на порядок и более превышать поглощение.

Используя обычное зондирование с измерением мощности падающего на объект и прошедшего через него излучения, можно вычислить общие потери излучения, которые представляют собой суммарные потери за счет рассеяния и за счет поглощения на частицах. Однако, в данном случае принципиально необходимо разделение потерь за счет рассеяния и за счет поглощения. Это удастся сделать, если мишень поместить в центр интегрирующей сферы 24 (см.рис.1), за счет чего удастся одновременно контролировать падающую на эрозионный факел, прошедшую через него, рассеянную, а, следовательно, определенную из баланса энергии поглощенную, компоненты зондирующего излучения.

Известно, что при падении излучения на полупрозрачную среду часть падающего излучения проходит через эту среду, часть поглощается и часть рассеивается средой. В связи с этим можно записать следующее уравнение для зондирующего излучения:

$$P_{пад}(t) = P_{пр}(t) + P_{расс}(t) + P_{пог}(t), \quad (6)$$

где $P_{пад}(t)$ – мощность излучения падающего на зондируемый объект, $P_{пр}(t)$ – мощность прошедшего излучения через объект, $P_{расс}(t)$, и $P_{пог}(t)$ – мощности рассеянного и поглощенного излучений объектом. Нормируя на единицу, получаем

$$K_{пр}(t) + K_{расс}(t) + K_{пог}(t) = 1, \quad (7)$$

где

$$K_{пр}(t) = \frac{P_{пр}(t)}{P_{пад}(t)}; \quad K_{расс}(t) = \frac{P_{расс}(t)}{P_{пад}(t)}; \quad K_{пог}(t) = \frac{P_{пог}(t)}{P_{пад}(t)}. \quad (8)$$

Таким образом, измеряя $P_{пад}(t)$, $P_{пр}(t)$ и $P_{расс}(t)$, можно найти коэффициенты пропускания и рассеяния зондирующего излучения, а, следовательно, и вычислить из (7) коэффициент поглощения. Определение коэффициентов рассеяния и поглощения с помощью предлагаемой методики, строго говоря, справедливо при однократном рассеянии, а в этом случае $Q_{расс}/Q_{пог} = K_{расс}/K_{пог}$. Следовательно, контролируя соотношение $K_{расс}/K_{пог}$ для зондирующего излучения удастся из соотношения (1) находить размеры частиц при условии, что $d \ll \lambda$. Для контроля размеров более крупных частиц необходимо учитывать соотношение поглощенной и рассеянной компоненты зондирующего излучения, исходя из теории Лява-Ми [9, 10].

Для количественной оценки размеров частиц в настоящей работе использовался метод, который заключается в определении диаметров частиц d путем сравнения экспериментально измеренных соотношений рассеянной и поглощенной компонент зондирующего излучения и теоретически рассчитанных по теории Лява-Ми зависимостей этих соотношений от размеров частиц.

Сравнивая результаты измерения размеров частиц путем лазерного зондирования с результатами, полученными на электронном микроскопе определена погрешность измерения, которая составляет 30 %.

Зная диаметр частиц, а также величину зондируемой зоны можно получить также числовую и объемную концентрации частиц по формулам:

$$N = \frac{K_{расс} + K_{пог}}{\pi r^2 Q_{ном} l}, \quad (9) \quad C_v = \frac{4}{3} \frac{K_{расс} + K_{пог}}{Q_{ном} l} r. \quad (10)$$

где, r – радиус частиц, l – ширина зондируемой зоны, $Q_{ном} = Q_{расс} + Q_{пог}$, N – их числовая концентрация C_v – объемная концентрация.

Ширина зоны зондирования l определялась по скоростным фотографиям. Фиксировался рассеянный след зондирующего в узкой спектральной полосе в области длины волны зондирующего излучения.

Таким образом определив экспериментально $K_{рас}$ и $K_{лог}$, ширину зондируемой среды и теоретически рассчитав $Q_{пот}$ и радиус частиц можно контролировать содержание конденсированного вещества в исследуемой зоне.

Плотность мощности зондирующего рубинового лазера в экспериментах не превышала в зоне зондирования 10^4 Вт/см², чтобы не возмущать параметров зондируемой среды.

Сбор, хранение и обработка информации производилась с помощью автоматизированной системы, которая достаточно подробно описана в [11, 12, 13, 44].

РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ.

Чтобы определить степень влияния электрического поля на динамику образования жидкокапельной фазы материала мишени она помещалась между двумя пластинами, к которым было приложено внешнее электрическое поле (рис.3). Воздействие производилось на свинцовую мишень. Плотность мощности воздействующего излучения составляла $4,6 \cdot 10^5$ Вт/см². Зондирование производилось на расстоянии 1 мм от поверхности мишени. Электрическое поле изменялось от 0 до 4 кВ/см.

Из рис.4а можно проследить изменение во времени диаметров частиц в эрозионном факеле свинцовой мишени. При напряженности внешнего электрического поля 1 кВ/см кривая изменения диаметра частиц во времени достигает своего максимального значения к моменту времени 400 мкс, в то время как без внешнего электрического поля максимум приходится на 200 мкс относительно начала воздействия. При напря-

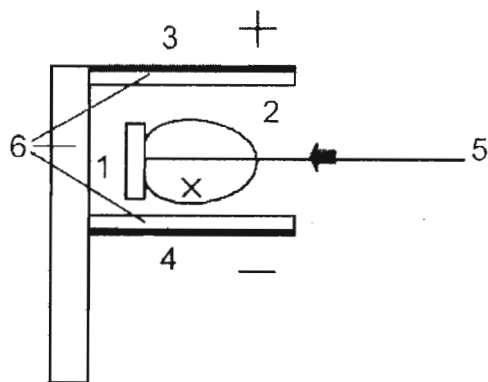


Рис.3. Схема исследования эрозионного лазерного факела свинцовой мишени во внешнем электрическом поле.

1 - мишень; 2 - эрозионный факел; 3,4 - обкладки конденсатора; 5 - воздействующее излучение; х- направление зондирующего излучения; 6 - изолятор.

женности 4 кВ/см максимум кривой соответствует времени 700 мкс. Очевидно, это связано с тем, что частицы, поступающие в эрозионный факел, начинают экранировать электрическое поле, тем самым ослабляя его действие. Величина числовой концентрации частиц с увеличением напряженности внешнего электрического поля возрастает (рис.4б). Можно предположить также, что с дальнейшим увеличением напряженности внешнего электрического поля диаметры частиц жидкокапельной фазы будут уменьшаться, а величина числовой концентрации увеличиваться. Такое поведение во времени параметров частиц жидкокапельной фазы можно объяснить пространственным перераспределением электрических зарядов на поверхности частиц, которое стимулирует их дробление [15, 16].

Исследования показали, что при воздействии неодимового лазера на свинцовую мишень при наличии внешнего электрического поля концентрация частиц в эрозионном лазерном факеле увеличивается по сравнению с воздействием без электрического поля, а размеры частиц уменьшаются.

Как видно из экспериментов внешнее электрическое поле можно использовать для управления параметрами частиц жидкокапельной фазы.

Другим способом управления параметрами и составом эрозионных плазменных потоков может служить воздействие на них достаточно интенсивного электромагнитного излучения. Для этого было проведено исследование кинетики конденсированной фазы в скрещенных лазерных пучках, когда воздействующее лазерное излучение направляется перпендикулярно поверхности мишени, а параллельно ей, на некотором расстоянии, - излучение вспомогательного лазера, которое взаимодействует с продуктами эро-

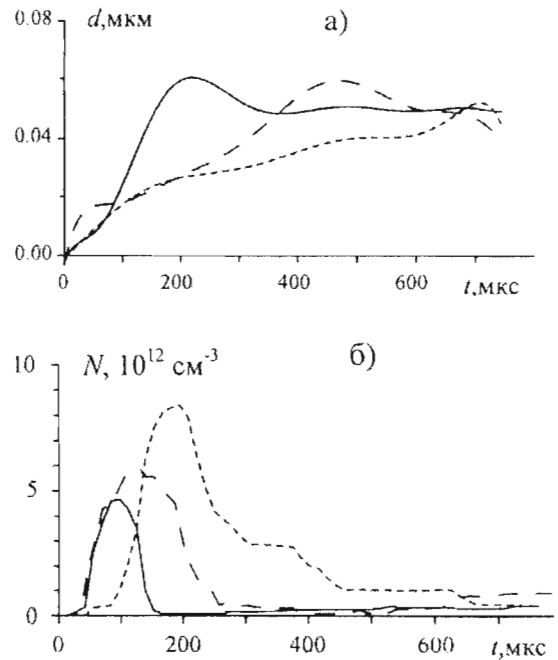


Рис.4. Зависимость диаметра частиц (а) и числовой концентрации (б) от напряженности внешнего электрического поля: непрерывная линия - без поля; крупные штрихи $E=1$ кВ/см, мелкие штрихи $E=4$ кВ/см.

зии, доиспаряя частицы конденсированной фазы, но не меняя при этом условий на поверхности.

В настоящей работе эксперименты проводились со свинцовой мишенью. В качестве воздействующего излучения использовались импульсы неодимового

лазера длительностью 400–500 мкс (рис.2). Плотность мощности воздействующего излучения во всех экспериментах составляла $1,4 \cdot 10^6$ Вт/см² при диаметре пятна облучения 0,6 см. В качестве доиспаряющего использовалось излучение импульсного неодимового лазера в режиме свободной генерации. В этом случае длительность импульса $\sim 10^{-3}$ с, диаметр лазерного луча в зоне воздействия составлял 0,8 см. Центр этого пучка располагался на расстоянии 2 мм от поверхности мишени, так что его нижняя часть экранировалась самой мишенью, а остальная часть взаимодействовала с эрозионным факелом. Плотность мощности доиспаряющего излучения регулировалась в зависимости от условий эксперимента. Контроль параметров конденсированной фазы проводился на расстоянии 2 мм от поверхности мишени.

Кинетика конденсированной фазы в скрещенных полях может сильно зависеть от размеров частиц, следовательно, от механизма их образования. На начальной стадии лазерного воздействия формирование мелких капель происходит за счет объемного парообразования. Причинами появления частиц за счет объемного парообразования могут быть: пространственно-временная неоднородность лазерного излучения, растворенные в металле газы, различные примеси и структурные неоднородности [17]. Эти частицы имеют характерные размеры 0,01 – 0,1 мкм. К концу лазерного воздействия в эрозионный факел поступают частицы, образованные гидродинамическим механизмом. Эти частицы характеризуются более крупными размерами. По массе поступающей в эрозионный факел жидкой фазы второй механизм значительно преобладает над первым. Поэтому целесообразно рассмотреть три случая: случай I, когда в эрозионном факеле присутствуют мелкие частицы за счет объемного парообразования (в течение времени воздействия плазмообразующего импульса неодимового лазера); случай II когда в эрозионном

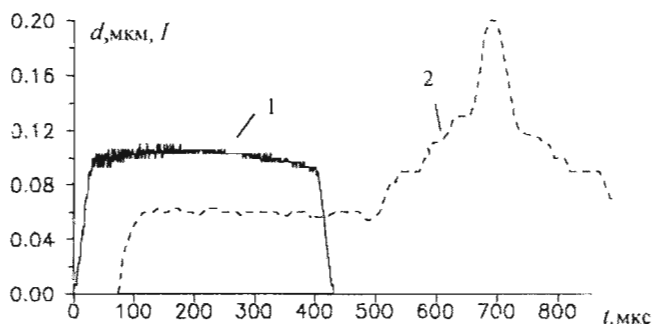


Рис.5. Временной ход интенсивности лазерного излучения (1) (в условных единицах) и изменение диаметра частиц жидкокапельной фазы (2) во времени в эрозионном лазерном факеле свинцовой мишени.

факеле присутствуют частицы, сформированные за счет обоих механизмов (в настоящих экспериментах это происходит через 450 - 500 мкс после начала лазерного воздействия); случай III когда в эрозионном факеле присутствуют в основном крупные частицы, сформированные за счет гидродинамического механизма (в наших условиях это происходит через 650 - 700 мкс после начала лазерного воздействия) (см.рис.5).

Эксперименты показали, что доиспарение частиц конденсированной фазы, в случае I, начинается уже при плотности мощности доиспаряющего лазера $\sim 10^5$ Вт/см², а при плотности мощности $\sim 5 \cdot 10^5$ Вт/см² частицы настолько уменьшаются, что рассеянное ими излучение зондирующего рубинового лазера лежит за пределами чувствительности измерительного комплекса, которая составляет для измерения концентрации частиц величину 10^8 см⁻³.

На рис.6 представлены результаты экспериментов при воздействии на свинцовую мишень импульса неодимового лазера плотностью мощности $1,4 \cdot 10^6$ Вт/см² без излучения (непрерывная линия) и с излучением доиспаряющего лазера плотностью мощности $q = 2,3 \cdot 10^5$ Вт/см² (штриховая линия). Как видно из этого рисунка даже при незначительной интенсивности излучения доиспаряющего лазера (по сравнению с воздействующим) диаметры частиц конденсированной фазы и их числовая концентрация заметно уменьшаются, что связано с эффективным доиспарением частиц вспомогательным лазером.

Результаты экспериментов для случая II, представлены на рис.7а. Воздействующее излучение в этом случае также имело плотность мощности $q = 1,4 \cdot 10^6$ Вт/см². Плотность мощности

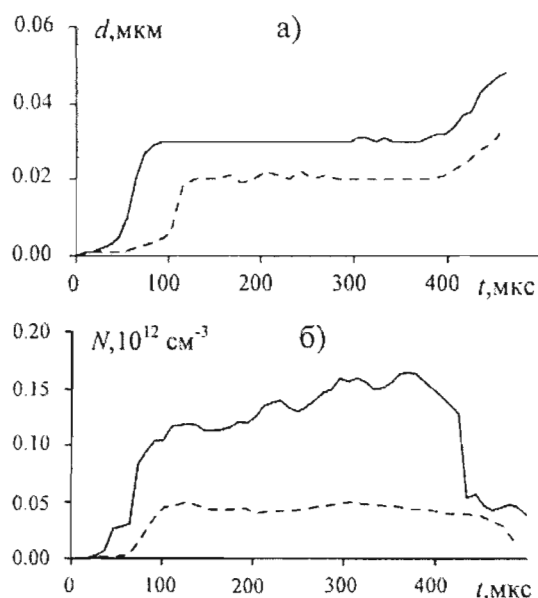


Рис.6. Изменение во времени диаметров (а) и концентрации (б) частиц жидкокапельной фазы эрозионного факела свинца, сформированных за счет объемного парообразования: сплошная линия - без излучения доиспаряющего лазера и штриховая - с излучением доиспаряющего лазера при плотности мощности $2,3 \cdot 10^5$ Вт/см². Плотность мощности воздействующего лазера - $1,4 \cdot 10^6$ Вт/см². Расстояние зондирования 2 мм от поверхности мишени.

доиспаряющего излучения изменялась от 0 до величин $\sim 10^6$ Вт/см². В этом случае размеры частиц с увеличением плотности мощности доиспаряющего излучения сначала растут. Это происходит за счет того, что наиболее мелкие частицы, сформированные за счет процесса объемного парообразования, полностью доиспаряются, а в факеле остается большая доля крупных частиц, сформированных за счет гидродинамического механизма. При дальнейшем увеличении плотности мощности доиспаряющего излучения размер частиц уменьшается. Уменьшение объемной концентрации C (отношение объема, занимаемого частицами конденсированной фазы в исследуемой зоне ко всему объему исследуемой зоны) говорит о достаточно эффективном доиспарении частиц жидкокапельной фазы материала мишени при увеличении плотности мощности доиспаряющего излучения. При дальнейшем увеличении плотности мощности доиспаряющего лазера происходит полное испарение частиц жидкокапельной фазы.

Для случая III (Рис.7б) размер частиц уменьшается с увеличением плотности мощности доиспаряющего излучения. Ход объемной концентрации говорит о том, что масса вещества, сосредоточенная в частицах конденсированной фазы, с увеличением плотности мощности доиспаряющего излучения значительно уменьшается и при некоторой плотности мощности частицы могут полностью доиспариться.

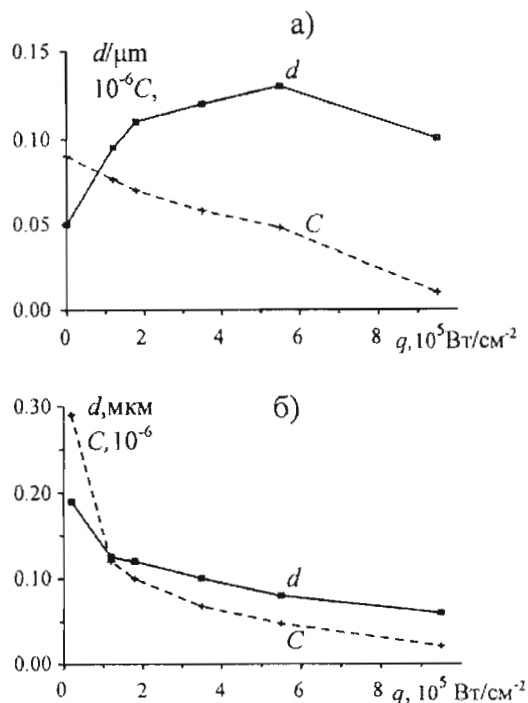


Рис.7. Зависимость диаметра частиц (d) и объемной концентрации (C) от плотности мощности доиспаряющего лазера для случая II (а) и для случая III (б).

ВЫВОДЫ

Таким образом, управлять размерами и концентрацией частиц в двухфазных потоках, формирующихся в результате воздействия лазерного излучения на металлы можно, если поместить область воздействия во внешнее электрическое поле.

Исследования кинетики частиц конденсированной фазы эрозионных факелов в скрещенных лазерных пучках показали, что воздействием излучения вспомогательного также лазера можно эффективно управлять параметрами частиц жидкокапельной фазы и тем самым параметрами самих эрозионных лазерных потоков. Показано, что для этого требуются меньшие плотности мощности, чем воздействующего излучения, а для частиц, сформированных за счет объемного парообразования, существенно более низкие. Для более эффективного уменьшения содержания конденсированной фазы материала мишени и получения бескапельной стерильной эрозионной плазмы целесообразно одновременно воздействовать на эрозионный лазерный факел внешним электрическим полем, добиваясь уменьшения частиц по размерам, и более эффективно донспарять их излучением вспомогательного лазера.

ЛИТЕРАТУРА

1. Гончаров В.К. Роль частиц материала мишени в динамике лазерного эрозионного факела // ИФЖ. - 1992. - Т.62, №5. - С. 665 - 684.
2. Путренко О.И., Янковский А.А. Исследование световой эрозии металлов в течение импульса генерации ОКГ // ЖПС. - 1971. - Т. 15, №4. - С. 596 - 604.
3. Гончаров В.К., Концевой В.Л., Пузырев М.В. Динамика образования жидкокапельной фазы эрозионных лазерных факелов металлов вблизи поверхности мишени // Квантовая электроника. - 1995. - Т.22, №3. - С. 249 -252.
4. Исследование лазерных эрозионных факелов с помощью оптического многоканального спектроанализатора / В.К.Гончаров, В.И.Карабань, А.В.Колесник, В.В.Ревинский, С.К.Товмасын, А.Ф.Чернявский // ЖПС. - 1989. - Т.51. - С.16 - 21.
5. Явление вспышки поглощения излучения ОКГ и связанные с ним газодинамические эффекты // Доклады АН СССР. - 1969. - Т.186, №5. - С. 1048 - 1051.
6. Виленская Г.Г., Немчинов И.В. Явление вспышки поглощения, последующего разогрева и движения плазмы в слое паров, образу-

- щихся под действием излучения ОКГ // ЖПС. - 1969. - Т.11, №4. - С. 3 - 19.
7. Гончаров В.К. Взаимодействие лазерного излучения с металлами в режиме образования эрозионной плазмы с конденсированной дисперсной фазой: Автореферат диссертации на соискание уч. степени доктора физ.-мат. наук: 01.04.03 / Белгосуниверситет. - Минск, 1993. - 34 с.
 8. Г.Ван де Хюлст. Рассеяние света малыми частицами. - М.: ИЛ, 1961. - 536.
 9. Борн М., Вольф Э. Основы оптики. - М.: Наука, 1973. - 720 с.
 10. Борен К., Хармен Д. Поглощение и рассеяние света малыми частицами. - М.: Мир, 1986. - 660 с.
 11. Роль частиц материала мишени в динамике плазмообразования / А.П.Бык, В.К.Гончаров, В.В.Захожий и др. // Квантовая электроника. - 1988. - Т.15, №12. - С. 2552 - 2559.
 12. Автоматизированный комплекс для изучения временных процессов взаимодействия импульсного лазерного излучения умеренной интенсивности с веществом. / В.Н.Баринов, А.П.Бык, В.К.Гончаров, В.В.Захожий, В.И.Карабань, В.И.Кваченок, В.Н.Колесников, В.В.Ревинский, А.Ф.Чернявский. Москва, 1986. - №38 - 26 с. - (Препринт / Физ. ин-т АН СССР)
 13. Концевой В.Л., Товмасян С.К. Использование оптического многоканального анализатора для настройки сложных оптических систем // II Университетский семинар "Применение лазерной и оптико-электронной техники в народном хозяйстве": Тез. докл. - Минск, 1985. - С.54.
 14. Оптический многоканальный анализатор для исследования двумерных распределений интенсивностей / В.К.Гончаров, В.Г.Кваченок, А.В.Колесник, В.В.Колесников, В.Л.Концевой, В.В.Ревинский, С.К.Товмасян, А.Ф.Чернявский. - Москва, 1986. - 26 с. - (Препринт / Физ. ин-т АН СССР).
 15. Бадан В.Е., Владимиров В.В., Порицкий В.Я. Неустойчивость микроструй, возбуждаемых на поверхности металла // ЖТФ. - 1987. - Т.57, вып.6. - С.1197 - 1198.
 16. Бадан В.Е., Лиситченко В.В., Порицкий В.Я. Распад микроструй жидкого металла // ЖТФ. - 1989. - Т.59, вып. 8. - С.141 - 142.
 17. Гончаров В.К., Концевой В.Л., Пузырев М.В // Приоритетность факторов, способствующих объемному парообразованию в лазерных мишенях // ИФЖ. - 1994. - Т.66, №6. - С. 662 - 667.