

03:04:07

©1995 г.

УСЛОВИЯ ФОРМИРОВАНИЯ И ПАРАМЕТРЫ ПРОТЯЖЕННОГО КОЛЛЕКТИВНОГО ОПТИЧЕСКОГО РАЗРЯДА

М.Ю.Климов, Ю.М.Сорокин

Нижегородский государственный университет им. Н.И.Лобачевского,
603600, Нижний Новгород, Россия

(Поступило в Редакцию 11 марта 1994 г.

В окончательной редакции 13 марта 1995 г.)

Экспериментально исследуются возможности формирования сплошного протяженного оптического разряда в высококонцентрированном аэрозольном облаке при предельно низких интенсивностях. Изучены пороговые и структурные характеристики разряда. В импульсах свободной генерации Nd лазера с энергией, не превышающей 400 Дж, получены разряды длиной до 23 см по спектроскопическому критерию. Показано, что разряд имеет коллективный характер, причем локальный порог плазмообразования по интенсивности в протяженном разряде может быть ниже, чем в изученном ранее компактном.

1. Постановка задачи

Предельно низкопороговый по интенсивности механизм оптического плазмообразования в аэродисперсных средах реализуется при высоком массовом содержании твердого аэрозоля в поле достаточно длинных импульсов, определяется усредненной по времени и пространству интенсивностью и носит характер коллективного взаимодействия пароплазменных ореолов (микрофакелов), возникающих на отдельных аэрозольных частицах (см., например, [1,2]). Все исследованные до настоящего времени экспериментальные реализации подобного коллективного оптического разряда (КОР) были компактными: продольные (по пучку) l_{\parallel} и поперечные l_{\perp} размеры формирующейся в аэрозоле плазменной области оставались близкими на всех стадиях эволюции КОР ($l_{\parallel} \sim l_{\perp}$) [2-10]. Поперечные размеры КОР определяются радиусом фокальной перетяжки пучка R_F и поперечной скоростью распространения разряда v_{\perp} , которая имеет порядок 10 м/с, причем на различных стадиях эволюции КОР и в различных реализациях ее мгновенные значения не превышают 70 м/с [5,6,11]. При характерных для экспериментов [3-10] значениях $R_F \lesssim 3$ мм и длительностях импульсов

$\tau_a \lesssim 1$ мс это дает оценку $l_{\perp} \lesssim 1.5$ см, что и наблюдается в эксперименте для высокоионизованного ядра КОР (электронная концентрация $N_e \gtrsim 10^{16}$ см $^{-3}$). Размеры слабоионизованного ореола КОР (на уровне $N_e \gtrsim 10^{13}$ см $^{-3}$) могут быть значительно большими $l_{\perp h} \gtrsim 3$ см [12,13]. Очевидное ограничение на продольный размер КОР во всех перечисленных работах связано со спецификой струйного способа ввода аэрозоля в область взаимодействия с пучком, когда продольный масштаб неоднородности аэрозольной концентрации l_a не превышал поперечных размеров разряда ($l_a \lesssim l_{\perp}$). Возможность увеличения длины КОР без существенного повышения энергии силового пучка при $l_a \gg l_{\perp}$ доказана экспериментально [14-16]. Механизм снижения пороговой интенсивности при увеличении длины разряда теоретически разработан в [17]. На этой основе в данной работе исследуются условия формирования сплошного протяженного КОР ($l_{\parallel} \gg l_{\perp}$) и его параметры в зависимости от энергетике силового пучка и геометрии фокальной области.

2. Выбор экспериментальной схемы

При характерных для КОР значениях электронной концентрации $N_e \lesssim 10^{17}$ см $^{-3}$ коэффициент поглощения плазменной компоненты в оптическом и ближнем ИК диапазонах невелик ($\alpha \sim 3 \cdot 10^{-2}$ см $^{-1}$ [7]). Несколько больше погонное сечение поглощения "нелинейно почерневшего" [18] аэрозоля $d\sigma_a/dl = \pi n_a a^2$ (n_a — концентрация, a — средний радиус частиц). Типичным для КОР [2,7] является значение $d\sigma_a/dl \sim 0.1$ см. Таким образом, для умеренно сфокусированных ($F \lesssim 1$ м) многомодовых пучков с длиной перетяжки $L \simeq 10$ см задача экспериментального определения условий формирования протяженного КОР сводится главным образом к созданию однородного аэрозольного ансамбля высокой плотности с контролируруемыми параметрами на трассе длиной $l_a \gtrsim \max [L, \alpha^{-1}, (d\sigma_a/dl)^{-1}]$ и объективному отслеживанию наличия разряда в пространственно разнесенных точках фокальной области.

Увеличение l_a в лабораторном эксперименте можно обеспечить несколькими способами: 1) созданием квазистационарной взвеси в камере большого объема, 2) квазипродольным вводом аэрозольной струи в область взаимодействия с пучком, 3) существенным увеличением сечения струи в направлении оптического пучка при сохранении ее поперечной или квазипоперечной по отношению к пучку ориентации (как это было в большинстве предшествующих экспериментов). Первый способ привлекателен тем, что в наибольшей степени соответствует условиям запыленной атмосферы, однако применительно к КОР технически наиболее сложен, в частности, потому что для мелкого аэрозоля предъявляет исключительно высокие требования к концентрации аэрозоля n_a (см. оценки, приведенные в [1,2]), а по мере увеличения размеров аэрозольных частиц быстро уменьшается время седиментации. Второй способ обеспечивает наименьший расход аэрозольного материала и был опробован в двух вариантах: а) принудительная продувка аэрозоля вдоль горизонтального пучка, б) свободно падающая аэрозольная струя в вертикально распространяющемся пучке. Однако

вариант а в разомкнутой схеме подачи мелкого аэрозоля при больших l_a экологически неприемлем, а в замкнутом пикле попытки его реализации оказались безуспешными из-за забивания аэрозолем элементов системы с ростом n_a . Для крупного аэрозоля при увеличении l_a растет требуемая скорость продувки, что приводит к турбулизации потока и падению n_a .

Вариант б в принципе приемлем и был использован в предварительной серии экспериментов. Однако значительное увеличение $l_{||}$ здесь затруднено необходимостью поворота аэрозольной струи в области, занятой пучком. При использовании для этой цели прозрачной пластины при вертикальном размере системы порядка $l_{||}$ происходит приповерхностное плазмообразование на пластине. Реализация же вертикальной трассы с размером, много большим $l_{||}$, встречает естественные технические затруднения. Поворот аэрозольной струи горизонтальной воздушной струей имеет существенные преимущества, однако и в этом случае для сохранения однородности аэрозольного ансамбля в области плазмообразования вертикальный размер системы должен значительно превышать $l_{||}$.

Поэтому в основной серии экспериментов использовался третий способ создания аэродисперсной системы высокой концентрации, наиболее подходящий для гравитационного ввода в горизонтальный пучок крупного аэрозоля ($a \gtrsim 30$ мкм), в котором массовое условие КОР оказывается более легким, чем энергетическое [1,2], и разряд развивается преимущественно в режиме избыточной массы (РИМ). Как следует из [1], именно этот режим и является наиболее подходящим для решения поставленной выше задачи оптического плазмообразования при наименьших интенсивностях.

Объективный контроль наличия разряда в пространственно разнесенных точках осуществляется по обоснованному в [2,7] спектральному критерию. В качестве базовых использовались линии иона CaII (393.37, 396.85 нм), представленные в спектрах большинства твердых аэрозольных материалов как естественного, так и искусственного происхождения в диапазоне, сравнительно свободном от спектральных линий других аэрозольных компонент.

Схема экспериментальной установки приведена на рис. 1. Бункер с аэрозолем 1 длиной $l_a = 30$ см и шириной 1 см располагался вдоль оси силового пучка. В качестве аэрозоля использовался карбид кремния (SiC) со средним радиусом частиц $a = 120$ мкм. Дно бункера находилось на высоте $h = 17$ см от оси силового пучка. В качестве рассеивателей использовались две металлические сетки с ячейками 1 мм, отстоящие на 6.5 и 9 см от дна бункера. Изменение высоты h позволяло в небольших пределах менять концентрацию аэрозоля в области взаимодействия с пучком. При этом поперечный по отношению к пучку масштаб неоднородности аэрозольной концентрации $l_{a\perp} \simeq 2$ см для использованной при фокусировке силового пучка линзы 2 с $F \simeq 1$ м был существенно больше ширины пучка $2R$ как в фокальной перетяжке ($R_F \lesssim 2$ мм), так и на всей трассе длиной l_a в околофокальной области (радиус входной апертуры пучка $R_0 \simeq 2$ см, расходимость $\Delta\theta \simeq 20'$). Геометрия фокальной перетяжки многомодового пучка во всей области его взаимодействия с аэрозолем контролировалась фотографированием поперечной структуры пучка в последовательных сечениях. Результаты фотометрирования отражены на рис. 2.

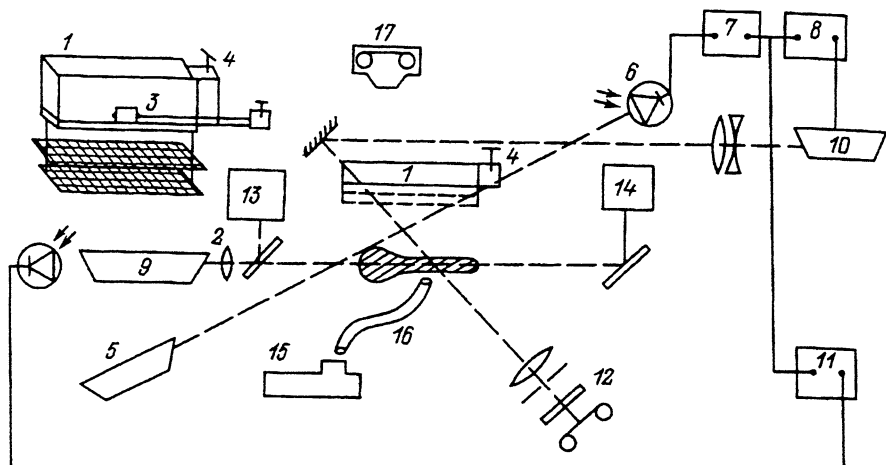


Рис. 1. Схема экспериментальной установки.

Для сокращения расхода аэрозольного материала момент открывания дна бункера синхронизировался с инициирующим КОР импульсом. Схема синхронизации запускалась при срабатывании электрозамка 3, открывающего дно бункера. Одновременно с открыванием дна начинала падать заслонка механического затвора 4, перекрывающая оптическую линию из вспомогательного гелий-неонового лазера ЛГ-78 и фотодиода 5, 6 в момент подхода аэрозольного облака к оси силового пучка. От импульса фотодиода срабатывали два генератора 7, 8 типа Г5-15, которые с необходимыми задержками запускали силовой 9 и измерительный 10 лазеры, а также запинаящий осциллограф 11 типа С8-14 для регистрации профиля силового импульса. В качестве источника силового импульса длительностью $\tau_{\text{и}} \approx 0.8$ мс с энергией $W = 10-460$ Дж на длине волны $\lambda = 1.06$ мкм использовался серийный ОКГ типа ГОС-1001, работающий в стандартном режиме свободной генерации. Измерительный лазер типа ЛТИ-702, работающий в режиме одиночного импульса с длительностью $\tau_1 \sim 1$ мкс на длине волны $\lambda_1 = 0.53$ мкм, использовался в схеме синхронного определения аэрозольной концентрации с регистрацией на фотопленку 12.

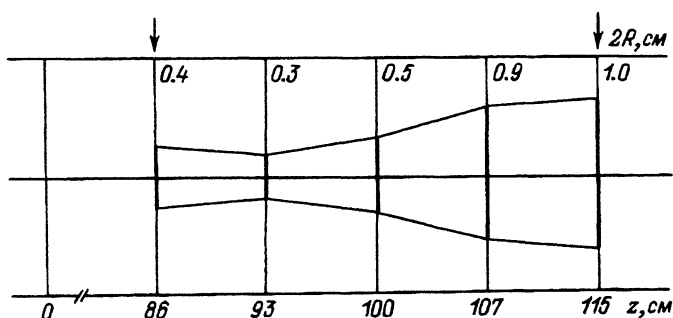


Рис. 2. Профиль силового пучка в области взаимодействия с аэрозолем.

Координата z отсчитывается от плоскости фокусирующей линзы, стрелками показаны границы аэрозольной области.

Контрольные измерения показали, что в описанной установке аэрозольная концентрация $n_a \approx 2.5 \cdot 10^2 \text{ см}^{-3}$ стабильна и однородна вдоль трассы длиной 25 см. Для контроля энергии силового импульса до и после области КОР использовались измерители 13, 14 типа ИКТ-1М.

3. Пороги инициирования и длина разряда

Синхронный контроль наличия разряда в различных частях трассы по указанному выше спектральному критерию осуществлялся с помощью спектрографа 15 типа ДФС-452 и световолоконных жгутов 16. Возникновение разряда в области фокальной перетяжки ($z = 93 \text{ см}$) зарегистрировано при $W \approx 40 \text{ Дж}$, что соответствует интенсивности $I^* \approx 0.8 \text{ МВт/см}^2$. С ростом энергии импульса разряд остается сплошным, а его длина монотонно увеличивается во всем доступном диапазоне измерения W . По отношению к границам области, занятой аэрозолем, в разряде можно выделить три части: головной и хвостовой выбросы, выходящие в воздух, т.е. за пределы аэрозольной области ($z < 86 \text{ см}$, $z > 111 \text{ см}$) и тело разряда ($86 \leq z \leq 111 \text{ см}$). Спектроскопически контролировалась зависимость продольных размеров тела разряда от энергии импульса. Данные о регистрации указанных выше линий CaII в фиксированных точках трассы ($z_1 = 88 \text{ см}$, $z_2 = 100 \text{ см}$, $z_3 = 107 \text{ см}$) приведены кружками на рис. 3. Результаты усреднения показаны штриховой линией. В исследованном диапазоне энергий зависимость продольных размеров тела разряда от энергии импульса

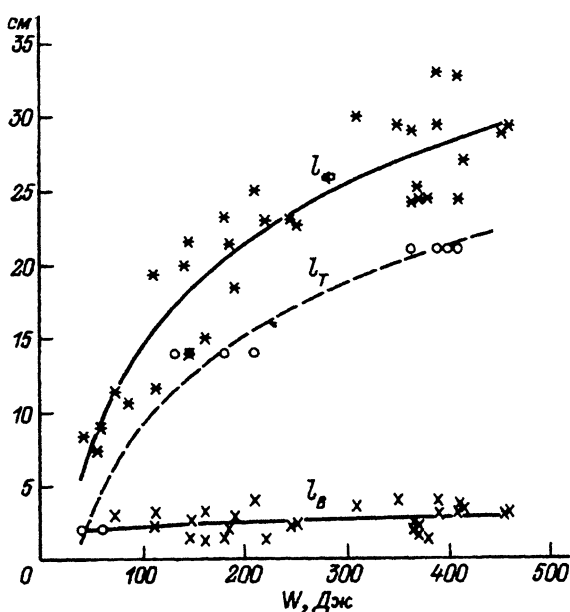


Рис. 3. Зависимость продольных размеров КОР от энергии импульса.

l_B — головной выброс по результатам фотометрирования, l_T — тело разряда по спектроскопическому критерию, l_ϕ — видимый размер светящейся области.

хорошо аппроксимируется формулой

$$l_T = 1.1(\text{см} \cdot \text{Дж}^{-1/2})\sqrt{W - W^*}. \quad (1)$$

В пределах точности измерений продольные размеры головного выброса l_B при $W > W^*$ не зависят от энергии импульса. Соответствующие экспериментальные данные, полученные при обработке интегральных фотографий разряда, приведены крестиками на рис. 3. Структуры типа головного выброса, хотя и слабее выраженные, наблюдались раньше для компактного КОР [5,8,10]. Наличие в них ионизованной компоненты с концентрацией $N_e \gtrsim 10^{16} \text{ см}^{-3}$ вытекает, в частности, из результатов обработки голографических интерферограмм

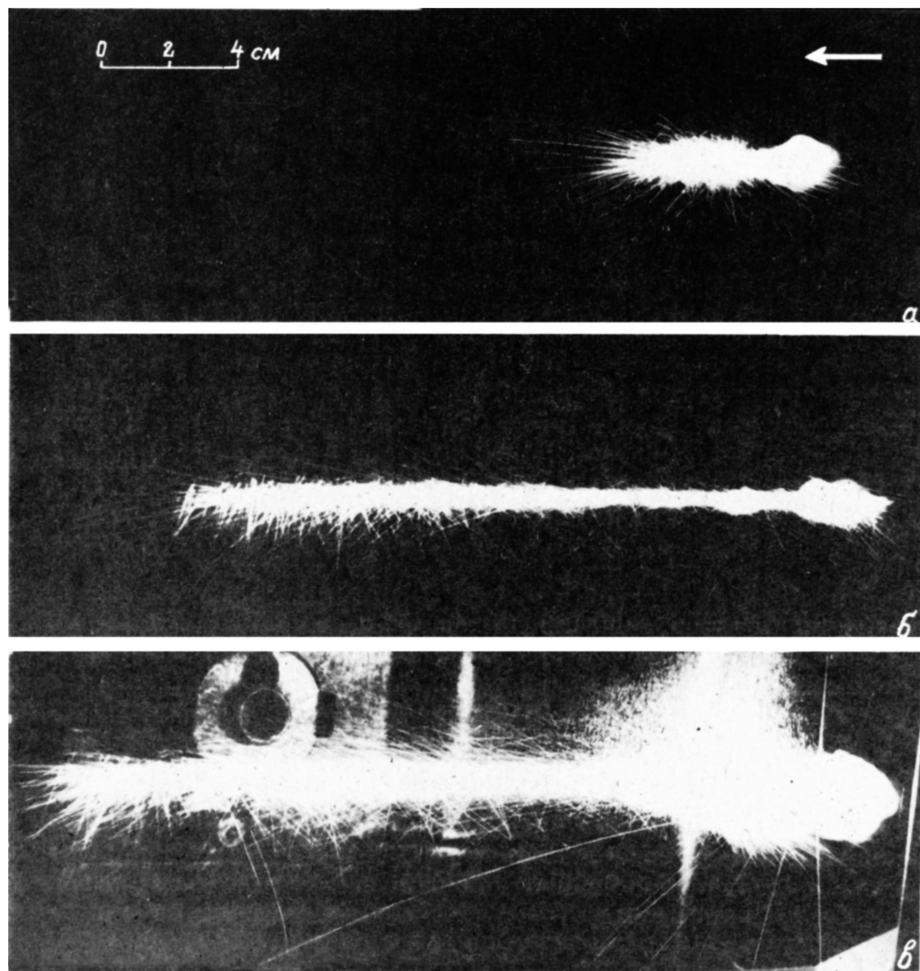


Рис. 4. Интегральные фотографии протяженного КОР при различных энергиях импульса.

а — 50, б — 125, в — 250 Дж. Стрелкой показано направление инициирующего пучка. Белыми вертикальными отрезками показана передняя граница аэрозольной области. Задняя граница аэрозольной области совпадает с левой границей темного поля.

[10]. Те же по порядку величины электронные концентрации регистрировались в области компактного КОР при выполнении спектроскопического критерия разряда [10,11]. Таким образом, при максимальных (в перетяжке) интенсивностях, не превышающих 8 МВт/см^2 , удалось получить сплошные протяженные разряды длиной $l_{\parallel} = l_T + l_B \simeq 23 \text{ см}$ по спектроскопическому критерию, соответствующему электронной концентрации $N_e \gtrsim 10^{16} \text{ см}^{-3}$.

Зависимость продольных размеров светящейся области (включая выбросы) от энергии импульса $l_{\Phi}(W)$ имеет качественно тот же характер, что и $l_T(W)$. Экспериментальные данные, полученные в результате обработки интегральных фотографий разряда при $W > W^*$, приведены звездочками на рис. 3. Результаты усреднения показаны сплошной линией. Зависимость $l_{\Phi}(W)$ при $W > W_{\Phi}^*$ ($W_{\Phi}^* < W^*$) в пределах точности измерений аппроксимируется формулой

$$l_{\Phi} = 1.5(\text{см} \cdot \text{Дж}^{-1/2}) \sqrt{W - W_{\Phi}^*}, \quad (2)$$

где $W_{\Phi}^* \simeq 10 \text{ Дж}$ ($I_{\Phi}^* \simeq 0.2 \text{ МВт/см}^2$).

Экспериментальные точки, соответствующие допороговым режимам взаимодействия оптического пучка с аэрозолем ($W_{\Phi}^* \leq W < W^*$), на рис. 3 не показаны. Рис. 3 и формулы (1), (2) количественно характеризуют отличия условий образования и размеров светящихся и существенно ионизованных областей (разрядов), инициируемых оптическими пучками в аэрозольной среде при низких интенсивностях.

Интегральные фотографии разряда, полученные с помощью камеры 17 при различных энергиях импульса, приведены на рис. 4. Видимые очертания светящейся области качественно сходны с зарегистрированными ранее на тенеграммах и голографических интерферограммах очертаниями компактного КОР [2,8-10]: можно выделить сравнительно гладкое и широкое ядро и хвост, более ярко выраженный в протяженном разряде. Сопоставление рис. 3,4 показывает, что видимое ядро протяженного разряда формируется головным выбросом и передней частью тела разряда при энергиях W порядка пороговой, его размеры слабо зависят от W (ср. рис. 4, а, б). Это означает, что границы ядра определяются не столько порогом по интенсивности, сколько толщиной аэрозольного слоя и указывает на существенную роль нелокальных эффектов при формировании этой части протяженного КОР.

4. Характер разряда. Размерный эффект

Сравнение приведенных выше условий возникновения разряда в фокальной перетяжке с данными работы [7] показывает, что фигурирующий в качестве порогового параметра модели неоптимизированного КОР энергозатрат в сильнопоглощающий аэрозоль в нашем случае

$$Q_u^* = \pi n_a a^2 I^* \tau_u \simeq 80 \text{ Дж/см}^3$$

в пределах точности измерений совпадает с измеренным в [7] для того же аэрозольного материала ($Q_u^* \simeq 90 \text{ Дж/см}^3$). Это обстоятельство,

а также отсутствие конкурирующих механизмов плазмообразования на этой длине волны при столь низких интенсивностях [2] и позволяют определить полученный разряд как протяженный КОР. Сравнение приведенных в разделе 2 параметров использованного аэрозоля с параметрами модели оптимизированного КОР [1,2] показывает, что полученный разряд развивается в режиме избыточной массы (РИМ), т. е. не оптимизирован по объемному содержанию аэрозольного материала (примерно на порядок).

Поскольку во всем диапазоне изменения W выполняются неравенства $l_T \leq l_a$, то ясно, что продольные размеры описанного выше разряда в отличие от всех ранее исследованных КОР [2] лимитируются спаданием интенсивности из-за конечной расходимости пучка, а также процессов поглощения и рассеяния в аэрозольной и плазменной компонентах разряда. Пренебрегая рассеянием, получим оценку локальной интенсивности существования хвоста протяженного КОР и сравним ее с найденным выше пороговым значением I^* инициирования КОР в фокальной перетяжке. Оценку локальной интенсивности в точке z трассы можно получить из формулы

$$I(z)/I_F = \frac{R_F^2}{R^2(z)} \exp\left\{-\left(\alpha + d\sigma_a/dl\right)(z - z_0)\right\}, \quad (3)$$

где I_F — интенсивность в фокальной перетяжке, z_0 — граница аэрозольной области.

В наших условиях $\alpha \simeq 0.03 \text{ см}^{-1}$, $d\sigma_a/dl \simeq 0.1 \text{ см}^{-1}$ и при $l_{\parallel} \simeq z - z_0 = 20 \text{ см}$ с учетом данных рис. 2 получаем $Iz/I_F \lesssim 10^{-2}$, тогда как пороговая энергия импульса в соответствии с данными рис. 3 увеличилась лишь в 10 раз. Если пренебречь рефракцией, то это указывает на наличие размерного эффекта снижения пороговой интенсивности оптического плазмообразования в протяженном КОР, предсказанного в [17]. Измерения рефракционных эффектов в протяженном КОР предполагается выполнить в ближайшем будущем.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований.

Список литературы

- [1] Сорокин Ю.М. // Оптика атмосферы. 1988. Т. 1. № 8. С. 36–43.
- [2] Копытин Ю.Д., Сорокин Ю.М., Скрипкин А.М. и др. Оптический разряд в аэрозолях. Новосибирск: Наука, 1990. 156 с.
- [3] Оганисян А.С., Петров Г.Д., Юрчук Э.Ф. // ЖПС. 1976. Т. 25. № 6. С. 1111–1113.
- [4] Затарченко С.В., Коломиец С.М., Скрипкин А.М. // Письма в ЖТФ. 1977. Т. 3. Вып. 24. С. 1339–1343.
- [5] Затаров Ю.Н., Кособурд Т.П., Сорокин Ю.М. // ЖТФ. 1984. Т. 54. Вып. 5. С. 969–971.
- [6] Затарченко С.В., Семенов Л.П., Скрипкин А.М. // Квантовая электрон. 1984. Т. 11. № 12. С. 2487–2492.
- [7] Сорокин Ю.М., Королев И.Я., Крикунова Э.М. Квантовая электрон. 1986. Т. 13. № 12. С. 2464–2473.
- [8] Кособурд Т.П., Краснов В.А., Сорокин Ю.М. // ПТЭ. 1987. № 1. С. 185–186.
- [9] Вдовин В.А., Затаров Ю.Н., Сорокин Ю.М. // ЖТФ. 1989. Т. 59. Вып. 11. С. 69–76.
- [10] Затаров Ю.Н., Сорокин Ю.М. // Оптика атмосферы. 1989. Т. 2. № 2. С. 180–187.
- [11] Кособурд Т.П., Сорокин Ю.М. // ЖТФ. 1988. Т. 58. Вып. 7. С. 1318–1324.

- [12] *Королев И.Я., Сорокин Ю.М., Финкельштейн С.Е.* // РиЭ. 1988. Т. 33. Вып. 7. С. 1360-1363.
- [13] *Кисляков А.Г., Канаков В.А., Сорокин Ю.М., Финкельштейн С.Е.* Тез. докл. IV Всесоюзн. совещания по распространению лазерного излучения в дисперсной среде. Обнинск; Барнаул, 1988. Т. 2. С. 132-134.
- [14] *Климов М.Ю., Сорокин Ю.М.* // Тез. докл. XVI Всесоюз. конф. по распространению радиоволн. Харьков, 1990. Ч. 2. С. 226.
- [15] *Klitov M.Yu., Sorokin Yu.M.* // Dynamic and stochastic wave phenomena. Proc. Intern. Sci. School-Seminar. Nizhni Novgorod, 1992. P. 111-112.
- [16] *Климов М.Ю., Сорокин Ю.М.* // Изв. вузов. Радиофизика. 1993. Т. 36. № 8. С. 771-773.
- [17] *Сорокин Ю.М.* // Письма в ЖТФ. 1994. Т. 20. Вып. 12. С. 69-72.
- [18] *Задарченко С.В., Пинчук С.Д., Скрипкин А.М.* // Квантовая электрон. 1978. Т. 5. № 4. С. 934-937.
-