

04; 07

ДВУХУРОВНЕВАЯ МОДЕЛЬ  
КОЛЛЕКТИВНОГО ОПТИЧЕСКОГО РАЗРЯДА В АЭРОЗОЛЕ

В. А. Вдовин, Ю. Н. Захаров, Ю. М. Сорокин

Предложена двухуровневая модель коллективного оптического разряда (КОР), устраняющая расхождения между числом экспериментально регистрируемых в фокальном объеме плазменных микронеоднородностей и количеством содержащихся в нем аэрозольных частиц, инициирующих индивидуальные микрофакелы. Для обоснования концепции двухуровневого пробоя приведены полученные на основе замкнутой газодинамической модели обобщенные результаты численных расчетов динамики и асимптотических параметров индивидуальных микрофакелов. Сформулированы феноменологические уравнения, связывающие пороговую интенсивность излучения с теплофизическими параметрами аэродисперсной среды. Приведены результаты голографической визуализации КОР на различных стадиях, позволяющие уточнить пространственно-временную структуру КОР.

## Введение

Построенная к настоящему времени пороговая модель коллективного оптического разряда (КОР) в аэродисперсной среде [1, 2] основана на представлении, что формирование протяженной плазменной области при аномально низкой интенсивности происходит в ансамбле эквивалентных микрофакелов и обусловлено их слиянием до окончания инициирующего импульса в процессе изобарического теплопроводностного расширения при температуре порядка температуры кипения  $T_k$  аэрозольного материала. Выход разряда в коллективный режим качественно меняет соотношение между объемным энерговыделением и поверхностными потерями, повышая тем самым эффективность взаимодействия излучения с аэрозольным ансамблем. Численное моделирование отдельных этапов КОР [3-7], основанное на данных лабораторных экспериментов [8-13], к настоящему времени позволило описать основные качественные закономерности эволюции плазменного микрофакела вплоть до выхода пробоя в коллективный режим. Однако обработка большого числа численных реализаций, полученных для уточненных моделей образования и развития паровоздушного ореола [6, 7], показала, что количественные расхождения между вытекающими из результатов численного и лабораторного экспериментов пороговыми условиями достигают порядка величины по крайней мере по одному из физически значимых параметров. Кроме того, ни прямое СФР графирование, ни теневая визуализация структуры КОР на различных стадиях [8-13] не дают соответствия между числом регистрируемых в фокальном объеме микронеоднородностей и количеством содержащихся в нем аэрозольных частиц. Указанные расхождения удается устранить в предложенной ниже двухуровневой модели КОР.

Для обоснования концепции двухуровневого пробоя в настоящей работе приведены полученные на основе замкнутой газодинамической модели [6, 7] обобщенные результаты численных расчетов динамики и асимптотических параметров микрофакелов, возникающих на аэрозольных частицах в воздухе при атмосферном давлении в широком интервале значений интенсивности  $I$  падающего излучения неодимового лазера, отвечающих условиям коллективного (КР) и индивидуального-коллективного (ИКР) разогрева [1, 2], сформули-

рованы феноменологические уравнения, связывающие пороговую (для режимов КР и ИКР) интенсивность излучения с теплофизическими параметрами аэродисперсной среды. Приведены также результаты голографической визуализации КОР на различных стадиях, позволяющие установить соответствие между режимами развития и пространственной структурой КОР.

### Асимптотическая количественная модель микрофакела

Математическая модель расчета эволюции микрофакела с учетом динамики испарения и температурных зависимостей основных теплофизических параметров изложена в [6, 7]. Анализ большого объема численных реализаций эволюции индивидуального микрофакела позволяет выявить, помимо качественных закономерностей [6], ряд количественных характеристик, феноменологически описывающих динамику сферически симметричного паровоздушного

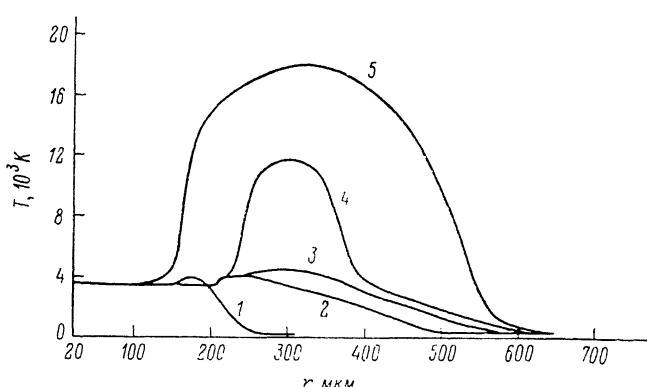


Рис. 1. Профили температуры  $T$  микрофакела, образовавшегося на частице корунда ( $r_0 = 20$  мкм,  $p_H \sim 3$  атм) в поле излучения неодимового лазера с  $I = 4 \cdot 10^8$  Вт/см<sup>2</sup>, в последовательные моменты времени.

$t$ , мкс: 1 — 1.84, 2 — 10, 3 — 16, 4 — 17.3, 5 — 17.6.

ореола, возникающего на частице корунда размером  $r_0 = 1-200$  мкм в условиях развитого испарения при давлении аэрозольных паров вблизи поверхности частицы  $p_H \sim 2-5$  атм.<sup>1</sup>

В своем развитии [6] микрофакел, образовавшийся на отдельной аэрозольной частице, последовательно проходит три основных этапа: начальный, конвективный и теплопроводный. Начальный этап имеет малую длительность и включает в себя нагрев частицы и установление режима развитого испарения. Конвективный этап (рис. 1, 2) развития паровоздушный ореол проходит за время  $\tau_k$  [мкс]  $\leq 0.1 r_0$  [мкм], трехмерно расширяясь без существенного разогрева в условиях противодействия воздуха.

На теплопроводном этапе эволюции в расширяющемся ореоле (рис. 1, 2) образуются две разделенные тонким переходным слоем типа удачного скачка [14] пространственные области. Внутренняя (конвективная) область радиусом  $r_k \sim 5-10r_0$ , в которой осуществляется конвективный перенос тепла и паров от аэрозольной частицы, и внешняя (теплопроводная), определяющая максимальные размер  $r_m$  и температуру  $T_m$  микрофакела. Положение переходного слоя между конвективной и теплопроводной областями сравнительно стабильно и определяется потоком аэрозольных паров от частицы. Без учета нестационарности лазерного излучения характерное время изменения  $\tau^*$  потока аэрозольных паров с частицы корунда при постоянстве граничных условий

<sup>1</sup> В этих условиях диффузионный поток аэрозольных паров составляет от нескольких сотых до нескольких десятых от конвективного, что позволяет использовать для оценок конвективную модель формирования ореола.

на поверхности частицы по данным численных расчетов оценивается следующим образом:  $\tau^* \text{ [мкс]} \sim r_0 \text{ [мкм]}$ . Возможность разогрева микрофакела возникает именно в теплопроводностной области за счет накопления здесь непрерывно поступающих от частицы сильнопоглощающих аэрозольных паров при превышении тепловыделения в парах над теплопроводностными потерями.<sup>2</sup>

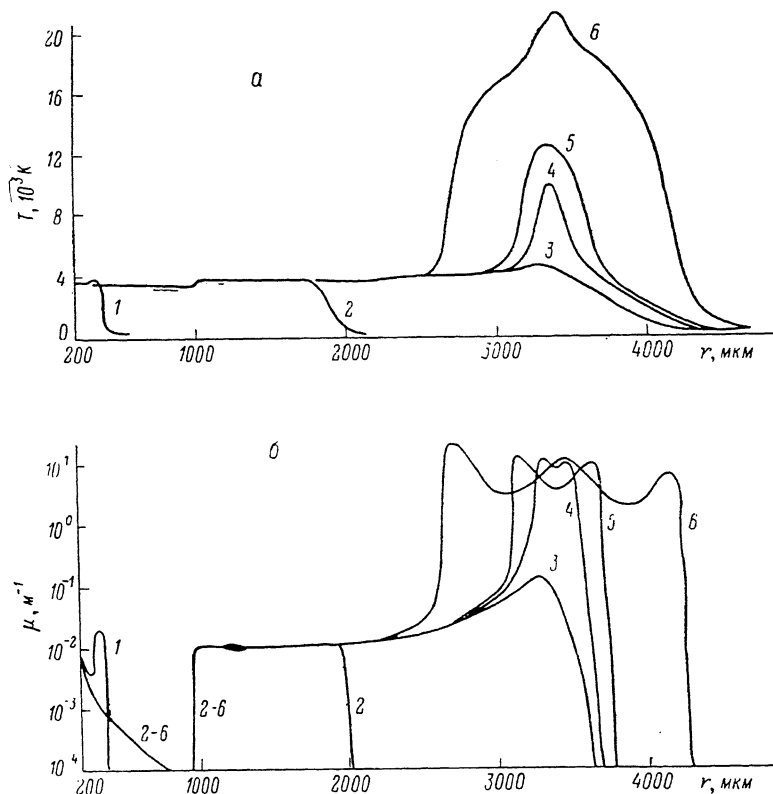


Рис. 2. Профили (а) температуры  $T$  и коэффициента поглощения (б)  $\mu$  микрофакела, образовавшегося на частице корунда ( $r_0=200$  мкм,  $p_H \sim 2$  атм) в поле излучения неодимового лазера с  $I=5 \cdot 10^7$  Вт/см<sup>2</sup> в последовательные моменты времени.  
 $t$ , мкс: 1 — 5.7, 2 — 25, 3 — 125, 4 — 132.5, 5 — 133, 6 — 135.5.

Толщина теплопроводностного слоя в произвольный момент текущего времени  $\tau_k < t < \tau^*$  определяется теплопроводностью и конвективным выносом тепла и паров по направлению от частицы со скоростью

$$V_T \sim V_s p_H r_0^2 / r_k^2 \sim 20 \text{ м/с} \quad (1)$$

(оцениваемой из условия непрерывности потока паров в конвективной области) и применительно к сформулированным выше условиям может быть оценена следующим образом:

$$(r_m - r_k) \sim V_T (t - \tau_k) + \sqrt{\frac{2\kappa}{\rho C_p} t}, \quad (2)$$

где  $V_s$ ,  $\rho$ ,  $C_p$ ,  $\kappa$  — скорость звука в парах, плотность, теплоемкость и коэффициент теплопроводности смеси.

Превышение тепловыделения в парах над теплопроводностными потерями в ореоле (а значит, и рост  $T_m$ ) имеет место при выполнении условия

<sup>2</sup> Тепловым потоком от частицы и потерями на нагрев воздуха внутри теплопроводностного слоя, в первом приближении компенсирующими друг друга, можно пренебречь.

$$\bar{\mu} I 4\pi r_k^2 (r_m - r_k) \geq \frac{\partial T}{\partial r} \chi 4\pi r_k^2 \simeq \frac{T_k}{\sqrt{\frac{2\chi}{\rho C_p t}}} \chi 4\pi r_k^2,$$

или

$$\bar{\mu} I \geq \frac{T_k}{\left( V_T (t - \tau_k) + \sqrt{\frac{2\chi}{\rho C_p t}} \right)} \sqrt{\frac{\rho C_p \chi}{2t}}, \quad (3)$$

где  $T_k$  — температура кипения аэрозоля,  $\bar{\mu}$  — средний коэффициент поглощения аэрозольных паров в теплопроводностной области. Для корундового аэрозоля с  $r_0 = 20$  мкм условие (3) дает при  $t \sim \tau^*$  пороговую интенсивность разогрева  $I^* \sim 10^7$  Вт/см<sup>2</sup>, которая хорошо согласуется с результатами работы [15].

При выполнении условия (3) происходит конвективный снос (со скоростью  $V_T$ ) выделяемого в аэрозольных парах тепла на периферию теплопроводностной области и, как следствие, разогрев в сравнительно узком прифронтовом слое (рис. 1, 2) с толщиной

$$d \sim \max \left\{ \sqrt{2Dt}, \sqrt{\frac{2\chi}{\rho C_p} (t - \tau_k)} \right\}, \quad (4)$$

определяемой при  $t \sim \tau_k$  пространственным масштабом распределения тепловых источников (аэрозольных паров) (рис. 2), а при  $\tau_k < t < \tau^*$  — теплопроводностным размером формирующегося максимума температуры (рис. 1, 2).

При достижении максимальной температурой ореола  $T_m$  некоторого критического значения  $T^* \sim 5-6 \cdot 10^3$  К, соответствующего максимальному положительному градиенту  $\partial \mu / \partial T$  | <sub>$p \sim 1$  атм</sub> коэффициента поглощения аэрозольных паров, разогрев микрофакела переходит в самоподдерживающийся режим (рис. 1, 2) (режим ИКР по терминологии [1, 2]), при котором подкачка аэрозольных паров уже несущественна. Таким образом, режим ИКР реализуется при выполнении условия

$$4\pi r_k^2 (r_m - r_k) \bar{\mu} I (t - \tau_k) \geq 4\pi r_k^2 d \rho C_p (T^* - T_k),$$

или

$$\bar{\mu} I \geq \frac{\rho C_p (T^* - T_k) \max \left\{ \sqrt{2Dt}, \sqrt{\frac{2\chi}{\rho C_p} (t - \tau_k)} \right\}}{(t - \tau_k) \left( V_T (t - \tau_k) + \sqrt{\frac{2\chi}{\rho C_p} t} \right)}, \quad (5)$$

где текущее время  $\tau_k < t < \tau^*$ ,  $D$  — коэффициент диффузии аэрозольных паров.

Для корундового аэрозоля с  $r_0 = 20$  мкм при  $t \sim \tau^*$  определяемая из соотношения (5) пороговая для режима ИКР интенсивность составляет  $I^{**} \sim 10^8$  Вт/см<sup>2</sup>.

Анализ условий (3), (5) показывает, что значения пороговых интенсивностей  $I^*$ ,  $I^{**} \sim (r_0^{-1} - r_0^{-1/2})$  довольно быстро уменьшаются с увеличением размеров аэрозоля, что, однако, сопровождается ростом характерного времени пробы при околупороговой интенсивности падающего излучения  $\tau_{пр} \sim \tau^* \sim r_0$ .

Если же интенсивность падающего излучения недостаточна для реализации ИКР, то пробой может происходить лишь в наиболее низкороговом режиме КР, когда за счет коллективного взаимодействия соседних (перекрывающихся между собой) микрофакелов резко уменьшаются тепловые потери. Соответствующая перекрыванию соседних ореолов (при условии равномерного пространственно-временного распределения микрофакелов) концентрация  $n_a^*$  аэрозоля в поле излучения с  $I > I^*$  легко оценивается по формуле

$$n_a^* \sim \frac{1}{4r_m^3} \sim \frac{1}{4 \left( r_k + V_T (t - \tau_k) + \sqrt{\frac{2\chi}{\rho C_p} t} \right)^3}. \quad (6)$$

Для случая корундового аэрозоля с  $r_0 = 20$  мкм выражение (6) дает значение пробойной концентрации  $n_a^* \sim 10^4$  см $^{-3}$ , примерно на порядок превышающее соответствующую экспериментальную величину [2]  $n_{a_3} \sim 10^3$  см $^{-3}$  для монодисперсного аэрозоля.

### Двухуровневый механизм развития пробоя

Устранение несоответствия теоретических и экспериментальных результатов возможно на базе двухуровневого механизма коллективного оптического пробоя, позволяющего снизить расчетное значение пороговой пробойной концентрации  $n_a^*$  примерно на порядок.

При интерпретации экспериментальных данных следует иметь в виду случайный (например, пуассоновский) характер распределения частиц аэрозоля по воображаемым элементарным пространственным ячейкам размером  $n_a^{-1/3}$ . С физической точки зрения (обусловленной пороговостью рассматриваемых пробойных явлений) в каждой реализации распределения частиц аэрозоля (число частиц равно числу элементарных ячеек) можно выделить две основные группы ячеек: с аномальной ( $n_i \geq 10n_{a_3} \sim n_a^*$ , достаточной для пробоя в режиме КР) и номинальной ( $n_i \leq n_{a_3}$ ) локальной концентрацией частиц.

Для оценки числа ячеек первой, наиболее важной для установления порога пробоя, группы рассмотрим равновероятную схему размещения  $N$  частиц по  $M$  ячейкам, в которой номера ячеек, последовательно занимаемых частицами, получают посредством случайного выбора с возвращением [16]. Тогда для вероятности события, заключающегося в том, что по крайней мере в  $N_1$  ячейках окажется не менее чем по  $N_2$  частиц в каждой, имеем [16]

$$P(N_1, N_2) = 1 - \frac{N! M!}{M^N} \sum_{m_N} \sum_{m_{N-1}} \dots \sum_{m_3} \sum_{m_2} \frac{1}{\left( \prod_{k=1}^M n_k! \right) \left( \prod_{i=0}^N m_i! \right)}, \quad (7)$$

где  $n_k$  — число частиц в  $k$ -й ячейке,  $m_i$  — число ячеек с  $i$ -частичами, а суммирование производится по всем неотрицательным целым значениям  $m_i$ , удовлетворяющим условиям

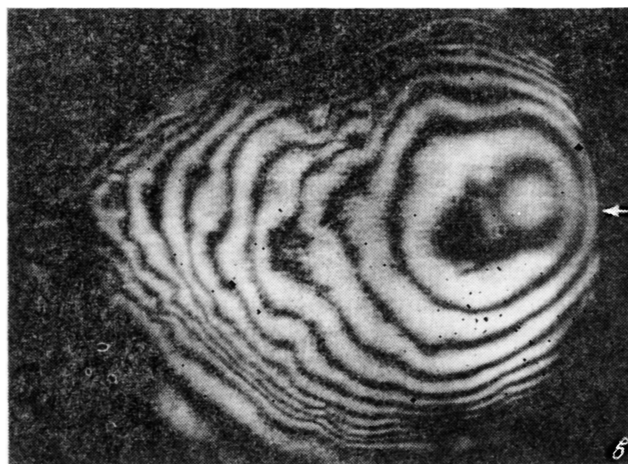
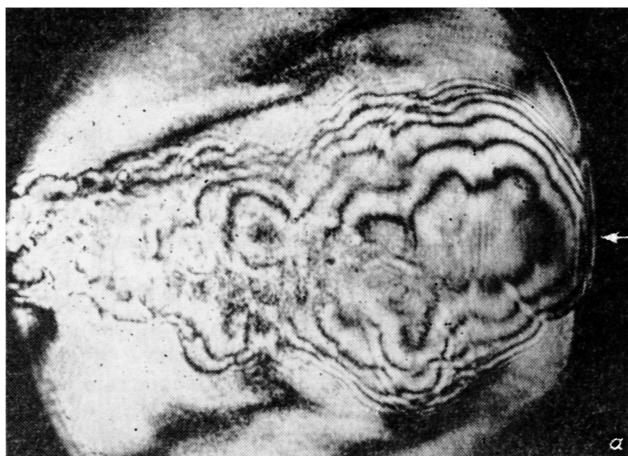
$$\sum_{i=0}^N m_i = M, \quad \sum_{i=0}^N m_i \cdot i = N, \quad \sum_{i=N_2}^N m_i < N_1.$$

В частности, в ансамбле из  $N = M = 10^3$  частиц наличие по крайней мере  $N_1 = 40$  аномальных ячеек, содержащих не менее чем по  $N_2 = 3$  частиц в каждой, является, согласно численному анализу формулы (7), практически достоверным событием ( $P(10.3) > 1 - 10^{-5}$ ).

Следует, далее, учесть случайное местоположение частиц внутри аномальных ячеек. Так, применяя тот же подход, что и при получении формулы (7), к содержащей всего 3 частицы аномальной ячейке (размером  $n_a^{-1/3}$ ), мысленно разбитой, например, на  $3^3 = 27$  одинаковых малых ячеек, легко оценить, что с вероятностью  $P_2 \sim 0.4$  две частицы, а с вероятностью  $P_3 \sim 0.1$  три частицы окажутся в соседних малых ячейках на расстояниях  $r_* \leq 1/2 n_a^{-1/3}$  друг от друга. Другими словами, даже в наиболее неблагоприятном случае выпадения всего 40 аномальных ячеек с 3 частичами в каждой в ансамбле из  $N = 10^3$  частиц будет в среднем 16 случайных сгустков из двух частиц и 4 сгуста из трех частиц с аномальной концентрацией  $n_i \sim 10n_{a_3}$ , достаточной для пробоя в режиме КР.

### Экспериментальные данные

Приведенные вероятностные оценки находят свое экспериментальное подтверждение в опытах [8-13], где общее число частиц в фокальной области составляло  $N \sim 10^3$  и число регистрируемых в фокальной области микроочагов, затем образующих плазменную макрообласть, не превышало десятка. Аналогичные данные получены и при голографической диагностике КОР при околопороговых интенсивностях иницирующего излучения.



**Рис. 3.** Голографические интерферограммы КОР в последовательные моменты времени. **а** — 450 (формирование плазменных очагов на микроансамблях, первый уровень развития КОР), **б** — 500 (слияние групповых плазменных очагов, переход ко второму уровню развития КОР), **в** — 820 нс (развитый КОР). Стрелкой показано направление инициирующего пучка.

КОР в лабораторном воздухе с аэрозольными добавками обеспечивался в фокусе промышленного неодимового лазера типа ГОС-1001 в режиме свободной генерации при усредненной интенсивности в фокальном пятне с размером  $2R_0 \cong \cong 6$  мм в пределах  $I = 5 \cdot 10^5 - 10^6$  Вт/см<sup>2</sup> и длительности импульса  $\tau_{п.} \sim 1$  мс. Аэрозольный порошок карбида бора ( $B_2C$ ) продувался через фокальный объем с помощью аэрозольного генератора, обеспечивающего стационарность статистических характеристик аэрозольного ансамбля (с концентрацией  $n_{a_0} \sim \sim 10^3$  см<sup>-3</sup> и средним размером частиц  $r_0 \sim 100$  мкм), при ширине струи около 1 см. В результате область пересечения аэрозольной струи и фокального объема (со взаимно перпендикулярными осями и близкими поперечными размерами), где начинает формироваться ядро КОР, оказывается достаточно компактной и близкой к сферической. Это позволяет при ограниченной апертуре предметного и опорного пучков ( $D_d \cong 5$  см) по восстановленным голограммам получить представление о динамике расширения КОР в различных направлениях. Схемы синхронизации, контроля и управления обеспечивали зондирование КОР одиночными импульсами модулированной добротности с длительностью  $\tau_{и_2} \cong 40$  нс на длине волны 694 нм в любой момент времени в течение 10 мс после начала иницилирующего импульса, что дает возможность визуализировать стадии формирования, развития и релаксации разряда. Общее число аэрозольных частиц в фокальной области  $N \sim 10^9$ . Голограммы последовательных реализаций КОР регистрировались с нарастающими временными задержками, которые выбирались таким образом, чтобы отразить наиболее существенные черты всех рассмотренных в пороговой модели этапов развития.

Визуализация области разряда (рис. 3) и восстановление структуры температуры и концентрации электронов выявляют весьма небольшое (от 3 до 8) число центров плазмообразования, образующих затем плазменную макрообласть даже в поле излучения спадающей во времени интенсивности. Эти результаты согласуются с данными работ [9-13], где структура и динамика КОР исследовались иными методами.

### Выводы

Таким образом, предельно низкопороговый коллективный оптический пробой в аэрозольной среде имеет чрезвычайно эффективный двухуровневый механизм развития: сначала коллективное взаимодействие микрофакелов, образовавшихся на отдельных частицах, в локальных микроансамблях (группах) с аномально повышенной концентрацией частиц, а затем коллективный режим образования протяженной плазменной макрообласти из плазменных очагов, соответствующих аномальным микроансамблям (сгусткам) частиц, и микрофакелов, инициированных частицами, распределенными с номинальной локальной концентрацией  $n_1 \sim n_{a_0}$ . На втором уровне коллективного взаимодействия определяющую роль в образовании плазменной макрообласти играет эволюция высокотемпературных ( $T \geq (3-5)T_k$ ) плазменных очагов [17], получающих подкачку нагретыми примерно до температуры кипения  $T_k$  аэрозольными парами со стороны «номинальных» микрофакелов, последовательно включаемых в состав плазменных очагов по мере их расширения.

Ясно, что предложенный двухуровневый коллективный механизм наиболее эффективен для монодисперсного аэрозоля с  $r_0 \geq 10$  мкм, когда все микрофакелы на начальной стадии можно считать синхронными, а время жизни изолированного микрофакела достаточно для образования протяженной плазменной макрообласти.

### Список литературы

- [1] Сорокин Ю. М. // ЖТФ. 1986. Т. 56. Вып. 7. С. 1431-1433.
- [2] Сорокин Ю. М., Королев И. Я., Крикунова Э. М. // Квантовая электроника. 1986. Т. 13. № 12. С. 2464-2473.
- [3] Вдовин В. А., Сорокин Ю. М. // ЖТФ. 1981. Т. 51. Вып. 7. С. 1449-1457.
- [4] Вдовин В. А., Сорокин Ю. М. // Изв. вузов. Радиофизика. 1983. Т. 26. № 10. С. 1220-1226.
- [5] Вдовин В. А., Сорокин Ю. М. // ЖТФ. 1985. Т. 55. Вып. 2. С. 319-325.

- [6] *Вдовин В. А., Сорокин Ю. М.* Десн. в ВИНТИ. № 7038-В87. М., 1987.
- [7] *Королев И. Я., Кособурд Т. П., Вдовин В. А., Сорокин Ю. М.* // ЖТФ. 1987. Т. 57. Вып. 12. С. 2314—2323.
- [8] *Захарченко С. В., Коломиец С. М., Скрипкин А. М.* // Письма в ЖТФ. 1977. Т. 3. Вып. 24. С. 1339—1343.
- [9] *Вдовин В. А., Захарченко С. В., Скрипкин А. М., Сорокин Ю. М.* // Тр. Института экспериментальной метеорологии. М.: Гидрометеониздат, 1981. Вып. 26 (99). С. 69—81.
- [10] *Королев И. Я., Кособурд Т. П., Крикунова Э. М., Сорокин Ю. М.* // ЖТФ. 1983. Т. 53. Вып. 8. С. 1547—1553.
- [11] *Захаров Ю. Н., Кособурд Т. П., Сорокин Ю. М.* // ЖТФ. 1984. Т. 54. Вып. 5. С. 969—971.
- [12] *Захарченко С. В., Семенов Л. П., Скрипкин А. М.* // Квантовая электрон. 1984. Т. 11. № 12. С. 2487—2492.
- [13] *Кособурд Т. П., Сорокин Ю. М.* // ЖТФ. 1988. Т. 58. Вып. 7. С. 1318—1324.
- [14] *Беляев Е. Б., Годлевский А. П., Зуев В. Е., Копытин Ю. Д.* // Зондирование физико-химических параметров атмосферы с использованием мощных лазеров. Томск, 1979. С. 3—56.
- [15] *Сорокин Ю. М.* // Оптика атмосферы. 1988. Т. 1. № 3. С. 35—41.
- [16] *Чистяков В. П.* Курс теории вероятностей. М.: Наука, 1982. 256 с.
- [17] *Буфетов И. А., Прохоров А. М., Федоров В. Б., Фомин В. К.* // Письма в ЖЭТФ. 1982. Т. 35. Вып. 4. С. 167—169.

Горьковский государственный  
университет им. Н. И. Лобачевского

Поступило в Редакцию  
14 сентября 1988 г.