

Ю.М. Сорокин

ОПТИМИЗАЦИЯ ПОРОГОВЫХ УСЛОВИЙ КОЛЛЕКТИВНОГО ОПТИЧЕСКОГО РАЗРЯДА

Рассмотрена возможность инициирования коллективного оптического разряда (КОР) в видимом и ближнем ИК–диапазонах при минимальных интенсивностях и с минимально возможным аэрозольным содержанием. Построена пороговая модель оптимизированного подобным образом КОР. На основе имеющихся экспериментальных данных и результатов численного моделирования выполнены оценки входящих в модель феноменологических параметров в диапазоне интенсивностей $10^5 \div 10^7$ Вт/см². Указаны области существования и особенности развития неоптимизированных КОР в режимах докритической и избыточной массы.

1. Введение

Возможности использования оптических разрядов для дистанционного зондирования аэрозольной компоненты атмосферы постоянно расширяются: наряду с методами спектрохимического анализа (см., например, [1–4]) активно разрабатываются разнообразные методы акустической диагностики [5–8]. В плотных аэродисперсных системах (при достаточно высокой концентрации аэрозоля) источником оптической или акустической информации может быть коллективный оптический разряд (КОР) [4, 8], инициируемый длинными импульсами при наименьшей интенсивности излучения. Однако пороговые условия КОР оценивались до настоящего времени лишь с энергетической точки зрения [9, 10]: рассматривалось условие достаточности энергозатрат в аэрозоль для заполнения получившимися парами всего фокального объема при температуре кипения T_k аэрозольного материала. Возникает, однако, как минимум, два практических важных вопроса: 1) содержится ли в аэрозольном ансамбле достаточная масса вещества для образования парового облака с требуемыми параметрами, 2) каков оптимальный (минимизированный по расходу аэрозольного материала) режим КОР? Ответы на эти вопросы и составляют цель настоящей статьи, где развивается пороговая модель КОР.

2. Пороговая модель

Пусть имеем статистически однородный ансамбль аэрозольных частиц со средним радиусом a и концентрацией n_a , находящийся в буферном газе (воздухе) с давлением P_0 при температуре T_0 . В результате взаимодействия аэрозольного ансамбля с излучением интенсивности I идут процессы нагрева, испарения и ионизации, сопровождающиеся образованием паровоздушных ореолов частиц (микрофакелов) с парциальным давлением паров $P_{\pi} = \delta P_0$, содержащие невытесненную часть β первоначальной массы буферного газа. Механизм низкорогового разогрева частиц, связанный с образованием локальных областей затравочного плазмообразования и ростом коэффициента поглощения в частицах, рассмотрен в [11]. Как показано в [9, 10], энергетически наиболее экономному (пороговому по интенсивности) режиму коллективного пробоя соответствует процесс «холодного» (при $T \approx T_k$) слияния микрофакелов, сопровождающийся уменьшением тепловых потерь. Для указанных сравнительно невысоких температур разреженная плазма микрофакела остается слабопоглощающей (в видимом и ближнем ИК–диапазонах), тогда как разогретая до той же температуры аэрозольная частица эффективно поглощает падающее на нее излучение.

Поглощенная из лазерного пучка энергия идет на нагрев и испарение вещества аэрозоля, ионизацию паров, нагрев невытесненной из объема микрофакела части β буферного газа и на работу по расширению микрофакела при наличии противодействия P_0 . Полагая $T_k \gg T_0$, приходим к следующему уравнению энергетического баланса для одного микрофакела объемом V , образовавшегося в результате испарения массы Δm сферической аэрозольной частицы:

$$\frac{1}{2} \pi a^2 I \tau = (q + C_p T_k + \alpha \Delta_i N_A / M) \Delta m + \beta C_{p0} T_k \frac{P_0 M_0}{R T_0} V + P_0 V, \quad (1)$$

где q — удельная теплота парообразования аэрозольного материала; C_p и C_{p0} — удельные теплоемкости аэрозоля и буферного газа; α — степень ионизации аэрозольных паров; M , Δ_i — их молярная масса и потенциал ионизации; M_0 — молярная масса буферного газа; N_A — число Авогадро; R — универсальная газовая постоянная. В (1) учтено, что за время τ взаимодействия с излучением сильнопоглощающая частица в пороговых для пробоя условиях почти полностью испаряется, а при интегрировании по времени для оценки энергозатрат взято среднее значение сечения поглощения. Полага-

ется также, что из-за сильной зависимости степени ионизации от потенциала Δ_i ионизацией буферного газа можно пренебречь.

В приближении идеальных газов испаренная масса Δm и объем V связаны уравнением

$$P_n V = \frac{\Delta m}{M} R T_k. \quad (2)$$

Объединяя (1), (2) с необходимым условием выхода пробоя в коллективный режим ($V = n_a^{-1}$), приходим к соотношению:

$$\frac{1}{2} \pi l a^2 n_a \tau = P_0 \left[1 + \frac{\delta M q}{R T_k} + \frac{\delta M C_p}{R} + \beta M_0 C_{p0} \frac{T_v}{R T_0} + \alpha \Delta_i \delta \frac{N_A}{R T_k} \right], \quad (3)$$

правая часть которого является постоянной для заданного аэрозольного материала.

Независимое условие достаточности испаренной массы для образования парового облака с требуемыми параметрами можно записать в виде

$$\frac{4}{3} \pi a^3 \rho n_a \geq \frac{P_n M}{R T_k}, \quad (4)$$

где ρ — плотность материала частицы. Случай равенства в (4) соответствует минимизированному по расходу аэрозольного материала пороговому режиму пробоя, когда к моменту смыкания микрофакалов (т.е. включения эффективного коллективного механизма разогрева) испарён весь аэрозольный материал.

Объединение условий (3), (4) для этого случая приводит к следующей пороговой системе уравнений для оптимизированного КОР:

$$l \tau = \omega_0 [1 + \gamma_q + \gamma_c + \gamma_0 + \gamma_i]; \quad (5)$$

$$n_a = P_0 / (\pi \omega_0 a^2); \quad (6)$$

$$\tau = \min(2R_0/v_a; \tau_{II}), \quad (7)$$

где размерный параметр

$$\omega_0 = \frac{8a\rho T_v R}{3\delta M} \quad (8)$$

имеет смысл характерной плотности энергии, необходимой для вытеснения буферного газа из объема микрофакала, а безразмерные параметры

$$\gamma_q = \frac{\delta M q}{R T_k}, \quad \gamma_c = \frac{\delta M C_p}{R}, \quad (9)$$

$$\gamma_0 = \beta M_0 C_{p0} \frac{T_k}{R T_0}, \quad \gamma_i = \alpha \Delta_i \delta \frac{N_A}{R T_k}$$

характеризуют относительные энергозатраты на испарение и нагрев аэрозольного материала и невытесненной части буферного газа, а также на ионизацию аэрозольных паров. Условие (7) учитывает, что из-за светореактивного выноса частиц со скоростью v_a из фокальной области с радиусом перетяжки R_0 время взаимодействия частиц с излучением может отличаться от длительности импульса τ_{II} . Поскольку вынос частиц происходит преимущественно под углами (20÷45)° к лучу (см. рис. 1, а также [12]), в условии (7) фигурирует оценка эффективной скорости выноса $v_{\text{eff}} \approx v_a/2$.

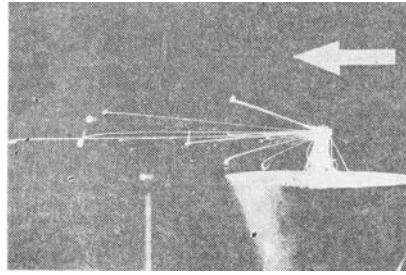


Рис. 1. Картина светореактивного выброса частиц из области КОР (карбид бора, размер частиц $2a \sim 200$ мкм). Стрелкой показано направление распространения инициирующего пучка (импульс свободной генерации неодимового лазера $I \sim 10^6$ Вт/см²)

Графическое представление области существования оптимизированного КОР в 3-мерном пространстве параметров a , n_a , I_τ дает рис. 2, где S_1 есть цилиндрическая поверхность критической массы, описываемая уравнением (6); S_2 — поверхность порогового энерговклада при фиксированных газодинамических параметрах β , δ , описываемая уравнением (3), а L — оптимальная пороговая кривая, проекция которой $A'B'$ на плоскость (a, I_τ) есть прямая вида (5).

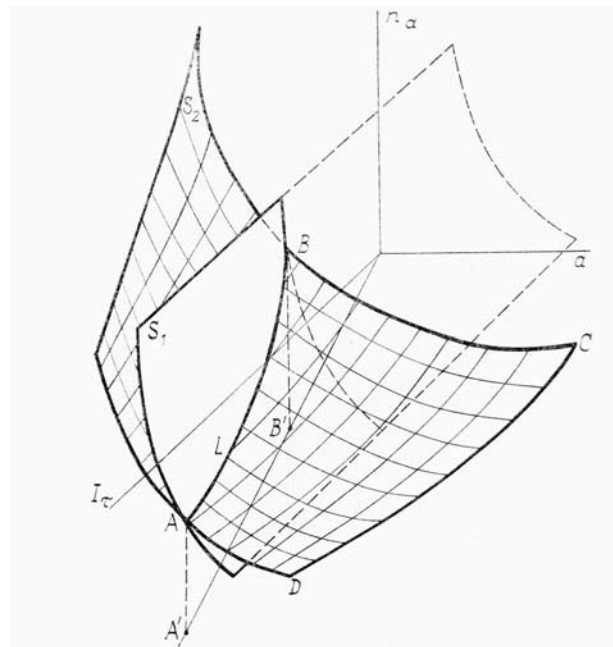


Рис. 2. Графическое представление поверхностей критической массы (S_1) и порогового энерговклада (S_2), а также пороговой кривой (L) оптимизированного КОР в пространстве параметров a , n_a , I_τ

3. Оценка феноменологических параметров процесса

Как видно из (5)–(7), пороговые условия оптимизированного КОР по интенсивности I , длительности импульса τ_n , концентрации и размерам аэрозоля зависят от трех групп факторов: 1) ионизационных, 2) физико-химических, 3) газодинамических. Для оценки относительной роли этих факторов воспользуемся данными, приведенными в табл. 1 для различных химически инертных твердых аэрозолей. Физико-химические процессы, протекающие в таких системах при $T \sim T_k$, еще недостаточно изучены, поэтому при составлении табл. 1 предполагалось, что молекулярная формула паров совпадает с химической формулой твердого аэрозоля. Исключение составляет несколько лучше изученный корунд, для которого известно [13] существование в паровой фазе «тяжелой» (Al_2O_3), «промежуточной» (Al_2O) и «легкой» (AlO) компонент. Данные для двух из них в качестве крайних оценок вынесены в табл. 1.

Влияние ионизационных процессов сказывается лишь в пороговом условии (5) по интенсивности и описывается безразмерным параметром γ_i содержащим две взаимосвязанные характеристики потенциал Δ_i и степень ионизации α . Порядок параметра γ_i (в сравнении с γ_q , γ_c) определяется главным образом степенью ионизации α . Оценка последней по формуле Саха при $T \sim T_k$ ($\alpha < 10^{-2}$) позволяет с учетом данных табл. 1 считать ионизационный член в (5) пренебрежимо малым.

Таблица 1

	Аэрозоль ($a = 10$ мкм)	δw_0 , Дж/см ²	γ_q/δ	γ_c/δ	γ_0/β	$\gamma_i/a\delta$
1	$Al_2O_3 \rightarrow Al_2O \rightarrow$ $\rightarrow AlO$	3 7,2	17 7	17 7	$3,1 \cdot 10^2$	20
2	Al	6	13	4	$2,3 \cdot 10^2$	26
3	MgO	7,6	16	6,4	$3,3 \cdot 10^2$	30
4	SiO ₂	3,3	31	6,5	$3 \cdot 10^2$	25
5	Si	5,3	16	4	$2,5 \cdot 10^2$	32
6	B ₄ C	4	80	7	$3,5 \cdot 10^2$	23

Физико-химические свойства аэрозольного материала и воздуха в качестве буферного газа описываются включенными в табл. 1 и нормированными на газодинамические характеристики δ , β параметрами ω_0 , γ_q , γ_c и γ_0 . Они влияют на пороговые условия оптимизированного КОР как по интенсивности (5), так и по концентрации аэрозоля (6). Из табл. 1 и формулы (5) видно, что независимо от газодинамических процессов можно оценить лишь относительное влияние процессов нагрева и испарения аэрозоля различного состава на порог пробоя по интенсивности. Абсолютная величина пороговой интенсивности, а также оптимальная концентрация аэрозоля существенно зависят от характера взаимодействия аэрозольной и воздушной компонент, в нашей модели описываемого величинами δ , β . Отметим, однако, что при условии почти полного вытеснения воздушной компоненты из объема микрофакаела ($\beta < 10^{-2}$) порог оптимизированного КОР по интенсивности практически не зависит от газодинамических параметров δ , β (поскольку в этом случае по определению $\delta \geq 1$ и формально зависящие от δ первый и четвертый члены в правой части (5) малы). При этом согласно (6) пороговая концентрация аэрозоля по-прежнему зависит как от давления буферного газа P_0 , так и от газодинамического параметра δ .

Для оценки газодинамического параметра δ можно воспользоваться результатами численных расчетов динамики изолированного микрофакаела в околопороговых для пробоя режимах. Так, из результатов работы [14] следует, что в отсутствие разогрева в расширяющемся микрофакаеле плотность воздушного «остатка» $\rho_B \approx 0,1\rho_0$ (т.е. $\beta \approx 0,1$). Расчеты по существенно уточненной модели, согласованной с процессом испарения в причастичном слое, в разогревающемся микрофакаеле [15] дают $P_B \sim 0,5P_0$, что с учетом уравнения состояния (2) и соотношения $T_K/T_0 \sim 10$ приводит, естественно, к несколько более низкой оценке $\beta \approx 0,05$. Согласие результатов [14, 15] дает основание принять далее оценку $\beta \sim 0,05$ при расчете пороговых условий КОР.

Оценку времени взаимодействия частиц с излучением τ можно дать на основании результатов независимых измерений скорости светореактивного выноса частиц v_a [12]: для $a \sim 1,5$ мкм, $I \sim 2$ МВт/см², $v_a = 10-30$ м/с. Таким образом, в системе (5)–(7) остается лишь один феноменологический параметр δ , который можно оценить, если известны результаты измерений пороговых для КОР значений I , n_a в условиях, когда они связаны зависимостью (5), (6), то есть в условиях оптимизированного КОР.

Среди имеющихся экспериментальных данных по порогам КОР близкими к оптимизированным являются условия эксперимента [16] для корундового аэрозоля с $a \approx 12$ мкм. Действительно, при атмосферном давлении для такого аэрозоля согласно верхней строке табл. 1 (для «тяжелых» паров) и формуле (6) имеем: $n_a = 8 \cdot 10^3 \delta$ см⁻³. Фактически измерено в [16] $n_a = 10^4$ см⁻³. Таким образом, $\delta = 1,3$, если пороговое значение I оптимально согласовано с n_a (определяется формулой (5)). Используя данные верхней строки табл. 1 и принимая в качестве оценки v_a нижнее значение скорости из [12] (ср. соответствующие значения интенсивностей) для условий работы [16] ($R_0 = 0,1$ см, $\tau_n \sim 10^{-3}$ с), из (7), (5) получаем: $\tau = 2 \cdot 10^{-4}$ с, $I \sim 7 \cdot 10^5$ Вт/см², что в пределах погрешностей эксперимента совпадает с измеренным в [16] значением $I \approx 8 \cdot 10^5$ Вт/см². Аналогичная оценка по второй строке табл. 1 (для «легких» паров) дает $n_a \approx 3,3 \cdot 10^3 \delta$ см⁻³, то есть $\delta \approx 3$ и приводит к точно такому же теоретическому значению $I \approx 7 \cdot 10^5$ Вт/см². Таким образом подтверждается вывод об оптимальности порогового режима КОР для данной реализации в [16], обнаруживается слабая зависимость пороговой интенсивности от молекулярной формы паров и выясняются пределы соответствующей вариации параметра δ (рост парциального давления при образовании «легкой» компоненты паров физически совершенно естествен).

4. Пороговые режимы КОР

Ограничиваясь диапазоном интенсивностей 10^5-10^7 Вт/см², используем для последующих оценок среднее из найденных выше для разных молярных форм паров корундового аэрозоля значение $\delta = 2$ и среднее значение их молярной массы $\bar{M} = 72$, а для времени взаимодействия аэрозоля с излучением сохраним оценку $\tau \approx 2 \cdot 10^{-4}$ с. В результате появляется возможность построить классификацию

физических режимов развития КОР в выполненных ранее экспериментах, а также дать количественные предсказания оптимизированных условий КОР в указанном выше диапазоне интенсивностей. Соответствующая информация сведена в табл. 2, где расчетные условия оптимизированного КОР для заданных a отмечены прочерком вместо ссылок. Отдельным столбцом приведены определяемые результатами работы [11] оценки необходимых для инициирования нелинейного механизма поглощения величин теплопроводностного фактора усиления разогрева η и коэффициента усиления поля μ .

В связи с тем что при оптимизации условий КОР оказываются согласованными условие (3) достаточности энергоклада в аэрозоль и условие (6) достаточности массы аэрозоля для образования парового облака с $T = T_k$ при заданном давлении $P_n = \delta P_0$, этот режим будем называть режимом критической массы (РКМ).

Таблица 2

a , мкм	n_a , см ⁻³	I , Вт/см ²	Ссылка	$\mu^2\eta$	Режим
1,2	$2,3 \cdot 10^5$	$3,7 \cdot 10^5$	[16]	8	РДМ
	$4,4 \cdot 10^5$	10^5	—	300	РКМ
1,5	$6 \cdot 10^5$	$7 \cdot 10^5$	[17]	40	РДМ
	$1,2 \cdot 10^5$	$3 \cdot 10^5$	—	100	РКМ
5	$5 \cdot 10^4$	10^6	[18]	30	РДМ
	$4,6 \cdot 10^4$	$4 \cdot 10^5$	—	80	РКМ
7	$3 \cdot 10^4$	10^6	[16]	30	РДМ—РКМ
	10^4	$8 \cdot 10^5$	[16]	40	РКМ
12	$2,1 \cdot 10^3$	$3,7 \cdot 10^5$	[10]	80	РИМ
42	$1,6 \cdot 10^2$	$2,8 \cdot 10^6$	—	10	РКМ
45	$7,6 \cdot 10^2$	$9 \cdot 10^5$	[10]	30	РИМ
100	16	$6 \cdot 10^6$	—	5	РКМ

Как видно из табл. 2, имеющиеся экспериментальные данные по КОР в мелком ($a \leq 5$ мкм) аэрозоле соответствуют режимам, когда масса аэрозоля (точнее величина его удельного объемного содержания) меньше критической. Подобные режимы докритической массы (РДМ) или избыточных по отношению к оптимальным энергозатрат должны идти несколько иначе, чем предсказывает простейшая модель холодного слияния [9, 10]. Энергетическое условие (3) в соответствии с выводами работы [10] при этом по-прежнему должно удовлетворяться. Однако массы аэрозоля теперь уже не хватает для образования достаточно плотного парового облака при $T = T_k$. Это означает, что КОР в мелком аэрозоле может развиваться в условиях частичного вытеснения воздушной компоненты, когда парциальное давление паров аэрозоля сравнительно невелико. Роль воздушной компоненты при этом существенно возрастает.

Для крупных аэрозолей ($a \geq 40$ мкм), напротив, аэрозольное содержание в выполненных ранее экспериментах по КОР превышено относительно оптимального. Другими словами, к моменту выхода пробоя в коллективный режим значительная часть аэрозольной массы в области взаимодействия с излучением остается неиспаренной. Этот режим естественно назвать режимом избыточной массы (РИМ). Как видно из табл. 1, энергозатраты в РИМ ниже оптимальных (соответствующих РКМ при заданном a), однако достигается это снижением ценой непропорционального перерасхода аэрозольного материала. На рис. 2 пороговым РИМ соответствует часть поверхности порогового энергоклада, лежащая над поверхностью S_1 критической массы (область АВСД). При этом следует иметь в виду, что по мере удаления от кривой L поверхность порогового энергоклада может стать отличной от S_2 , так как усредненное сечение поглощения аэрозоля в РИМ, вообще говоря, не совпадает с заложенным в (3). Часть 3-мерного пространства параметров a , n_a , I_τ , заключенная между поверхностями АВСД и S_1 , отвечает случаю неразогретой ($T < T_k$) системы, когда объемное содержание аэрозоля достаточно для образования плотного облака, но интегральная энергия, поглощенная аэрозолем из пучка, не обеспечивает развития микрофакелов вплоть до их слияния друг с другом.

Область РКМ, как ясно из сказанного выше, определяется частью поверхности S_1 , лежащей над кривой L . Сама же кривая L соответствует пороговым РКМ, то есть оптимизированному режиму КОР.

Область существования РДМ не имеет столь же наглядной интерпретации на рис. 2. Дело в том, что о докритической массе аэрозоля можно говорить лишь для определенных значений параметров β , δ (в нашем случае $\beta = 0,05$, $\delta = 2$). Как видно из (3), (6), положение поверхностей S_1 и S_2 зависит от этих параметров следующим образом:

$$(S_1) n_a \propto \delta$$

$$(S_2) I_\tau n_a a^2 \propto 1 + A_1 \delta + A_2 \beta,$$

где $A_{1,2}$ — постоянные для заданного аэрозольного материала. Таким образом, для определения области РДМ формально следует изобразить два семейства поверхностей вида S_1 , S_2 , соответствующих

меньшим δ и большим β по сравнению с рассмотренными, и установить область пересечения $S_1(\delta) \times S_2(\delta, \beta)$, наложив дополнительную связь между β и δ из рассмотрения газодинамической задачи о взаимодействии аэрозольной и воздушной компонент в области КОР, что выходит за рамки данной работы. Следует также иметь в виду, что оптимизированные КОР в этой области параметров представляют меньший практический интерес, так как соответствуют диапазону интенсивностей излучения $I \lesssim 10^5$ Вт/см², для которого в соответствии с результатами работы [11] и данными табл. 2 задача разогрева мелкого аэрозоля до температур T_k в видимом и ближнем ИК диапазонах длин волн становится трудноразрешимой ($\mu^2\eta \gtrsim 300$). Сказанное не исключает реализации в мелком аэрозоле КОР с повышенной по отношению к изложенной здесь модели пороговой интенсивностью либо в дальнем ИК диапазоне, когда эволюция системы на начальном этапе идет в режиме индивидуально-коллективного разогрева микрофакелов (см. [10]).

1. Беляев Е.Б., Годлевский А.П., Копытин Ю.Д. — Квантовая электроника. 1978. Т. 5. № 12. С. 2594.
2. Годлевский А.П., Копытин Ю.Д. //ЖПС. 1979. Т. 31. В. 4. с. 612.
3. Беляев Е.Б., Годлевский А.П., Зуев В.Е., Копытин Ю.Д. //В кн.: Зондирование физико-химических параметров атмосферы с использованием мощных лазеров. Томск: ИОА СО АН СССР. 1979. С. 1–20.
4. Гаврилов В.М., Голуб С.Л., Скрипкин А.М. //В кн.: Труды Института экспериментальной метеорологии. М.: Гидрометеиздат. 1983. Вып. 31(105) С. 54–60.
5. Беляев Е.Б., Годлевский А.П., Копытин Ю.Д., Красненко Н.П., Муравский В.П., Шаманаева Л.Г. //Письма в ЖТФ. 1982. Т. 8. Вып 6. С. 333.
6. Бочкарев Н.Н., Копытин Ю.Д., Красненко Н.П., Миронов В.Л., Погодаев В.А. //В кн.: Матер. VIII Всес. симпозиума по распространению лазерного излучения в атмосфере. Ч. 2. Томск: ТФ СО АН СССР, 1986. С. 194–198. Там же. С. 216–220.
7. Копытин Ю.Д., Шаманаева Л.Г. //Там же. С. 319–328.
8. Королев И.Я., Самохвалов А.В., Сорокин Ю.М. //Оптика атмосферы. 1988. Т. 1. № 1. С. 73.
9. Сорокин Ю.М. //ЖТФ. 1986. Т. 56. Вып. 7. С. 1431.
10. Сорокин Ю.М., Королев И.Я., Крикунова Э.М. //Квантовая электроника. 1986. Т. 13. № 12. С. 2464.
11. Сорокин Ю.М. //Оптика атмосферы. 1988. Т. 1 (в печати).
12. Захарченко С.В., Пинчук С.Д., Скрипкин А.М. //Квантовая электроника. 1978. Т. 5. № 4. С. 934–937.
13. Свойства элементов //Под ред. Г.В. Самсонова. Ч. 2. Химические свойства. Изд. 2-е. М.: Металлургия. 1976. 383 с.
14. Вдовин В.А., Сорокин Ю.М. //ЖТФ. 1985. Т. 55. Вып. 2. С. 319–325.
15. Вдовин В.А., Сорокин Ю.М. Динамика формирования аэрозольного микрофакела при низкопороговом оптическом пробое. — Деп. в ВИНТИ № 7038-В87 от 30.09.87.
16. Вдовин В.А., Захарченко С.В., Скрипкин А.М., Сорокин Ю.М. // В кн.: Труды Института экспериментальной метеорологии. М.: Гидрометеиздат. 1981. Вып. 26(99). С. 69–81.
17. Карпов О.В., Оганисян А.С., Петров Г.Д., Юрчук Э.Ф. //ЖПС. 1978. Т. 29. Вып. 3. С. 415–418.
18. Захарченко С.В., Скрипкин А.М. //В кн.: Труды Института экспериментальной метеорологии. М.: Гидрометеиздат. 1981. Вып. 26(99). С. 82–86.

Горьковский госуниверситет
им. Н.И. Лобачевского

Поступила в редакцию
6 мая 1988 г.

Yu. M. Sorokin. Optimization of Threshold Conditions for Collective Optical Discharge.

The feasibility of the collective optical discharge in the visible and near infrared regions under the lowest intensities and contents is discussed. A threshold model for the optimized collective optical discharge is proposed. The phenomenological model parameters are estimated using the available experimental data and numerical simulation results for power densities of 10^5 – 10^7 W/cm².