

07;04
©1994

РАЗМЕРНЫЙ ЭФФЕКТ СНИЖЕНИЯ ПОРОГОВОЙ ИНТЕНСИВНОСТИ ОПТИЧЕСКОГО ПЛАЗМООБРАЗОВАНИЯ

Ю.М.Сорокин

1. Анализ имеющихся теоретических моделей и накопленного к настоящему времени экспериментального материала (см., например, [1-3]) показывает, что понятие порога оптического плазмообразования в чистом либо загрязненном аэрозолями газе удается сформулировать на языке интенсивностей в противоположных предельных случаях коротких либо достаточно длинных импульсов. "Коротких" — настолько, что существенными для формирования разряда могут быть лишь практически безынерционные механизмы (типа многофотонной ионизации, электронного ангармонизма, автоэмиссии); "длинных" — по сравнению с характерными временами всех физически значимых процессов разогрева и (или) ионизации в фокальной области. Нижнюю по интенсивности границу оптического плазмообразования следует, разумеется, искать для второго случая, соответствующего наличию в фокальной области достаточно крупного и высококонцентрированного аэрозоля [3]. При определенных условиях на структуру твердых химически инертных частиц [4] разработанные ранее квазилокальные модели коллективных оптических разрядов (КОР) в аэрозоле [5] и в космозоле [6], согласующиеся с данными экспериментов, выполненных пока лишь при атмосферном давлении [3], дают оценку такой границы для компактных (квазилокальных) разрядов. Неизвестная ранее возможность снижения границы оптического плазмообразования по интенсивности за счет инициирования сплошного протяженного КОР рассматривается ниже.

2. Квазистатическая оценка характерной интенсивности предельно низкопорогового плазмообразования в видимом и ближнем ИК диапазонах при давлении порядка атмосферного $I_s^* \simeq 10^5$ Вт/см² определяется тем, что при этих интенсивностях: а) еще идет разогрев широкого класса аэрозольных материалов до температуры кипения T_k за счет нелинейного роста эффективного коэффициента поглощения [4]; б) возможен стефановский либо развитый режим их испарения [3], обеспечивающий образование плотной паровоздуш-

ной области (ПВО) с существенно сниженным по отношению к окружающему (буферному) газу потенциалом ионизации; в) тепловыделение в ПВО при $T \sim T_k$ достаточно для заметного (в пределах порядка величины) расширения ПВО в условиях низкотемпературных (теплопроводностных) потерь [3]; г) механизм термоионизации при исходной температуре $T \sim T_k$ может привести к существенному разогреву макрообласти [3] при минимизированных за счет “холодного слияния” (ХС) соседних ПВО тепловых потерях. При меньших интенсивностях рвется не одно, а сразу все звенья этой цепочки процессов, что указывает на ее предельный характер.

3. В соответствии со сказанным в п. 1 квазистатистический критерий интенсивности не является, однако, достаточным для реализации описанной выше “предельной цепочки”, так как в условиях КОР идут конкурирующие процессы ХС и выброса частиц из фокальной области [3,7]. Временное условие предельно низкого порога по интенсивности оптического плазмообразования вытекает из сравнения характерных времен: $\tau_{\text{ПВО}}$ — формирования ПВО на одиночной частице, $\tau_{\text{ХС}}$ — ХС соседних ПВО, $\tau_{\text{КР}}$ — коллективного разогрева ансамбля ПВО, τ_{\perp} и τ_{\parallel} — светореактивного выброса частиц со скоростями v_a из области инициирования КОР с характерными размерами l_{\perp} и l_{\parallel} поперек и вдоль пучка.

Полагая частицы тождественными, а КОР в области инициирования однородными, приходим к следующим необходимым условиям выживания процесса ХС-КР, а следовательно, и построенных ранее пороговых моделей КОР [3,5-7]:

$$\tau_{\Sigma} = \tau_{\text{ПВО}} + \tau_{\text{ХС}} + \tau_{\text{КР}} \leq \max(\tau_{\perp}, \tau_{\parallel}), \quad (1)$$

$$I > I_s^*. \quad (2)$$

При этом следует иметь в виду зависимость входящих в (1), (2) величин от давления. С учетом диаграммы направленности скоростей вылетающих частиц [3,7,8] из (1) вытекает, в частности, оценка длительности иницирующего импульса $\tau_{\text{и}}$, достаточной для определения нижней по интенсивности границы оптического плазмообразования:

$$\tau_{\text{и}} > \tau^* = \max(2l_{\perp}/v_a, l_{\parallel}/v_a), \quad (3)$$

где τ^* имеет смысл эффективного времени взаимодействия частиц с излучением.

Следствием объединения неравенства (3) с известными пороговыми моделями КОР является вывод о том, что при

формировании сплошных протяженных КОР ($*l_{\parallel} \gg l_{\perp}$) имеется механизм снижения порога плазмообразования по интенсивности по отношению к компактным (квазилокальным) разрядам за счет увеличения эффективного времени взаимодействия частиц с излучением.

При условии (2) снижение порога I_{\parallel} протяженного КОР по отношению к квазилокальному I_{\perp} в нулевом приближении оценивается величиной

$$(I_{\parallel}/I_{\perp}) \simeq 2l_{\perp}/\min(l_{\parallel}, v_a \tau_{и}). \quad (4)$$

4. Конкурирующим (маскирующим) фактором являются эффекты дифракции, рассеяния и поглощения лазерного излучения, снижающие локальную интенсивность в протяженном разряде. Пусть θ — суммарный угол расходимости пучка с радиусом фокальной перетяжки R_F в области КОР, обусловленный дифракцией и рассеянием, T — коэффициент пропускания протяженного КОР на рабочей длине волны. Тогда условие регистрации размерного эффекта снижения пороговой интенсивности КОР (в смысле уменьшения необходимой для его возбуждения интенсивности пучка на входе в среду) можно записать в виде

$$2l_{\perp}/\min(l_{\parallel}, v_a \tau_{и}) < TR_F^2 (R_F + \theta l_{\parallel})^{-2}, \quad (5)$$

а уточняющая (4) оценка самого эффекта дается выражением

$$I_{\parallel}/I_{\perp} \simeq \frac{2l_{\perp}(R_F + \theta l_{\parallel})^2}{\min(l_{\parallel}, v_a \tau_{и})TR_F^2}. \quad (6)$$

В условиях выполненных к настоящему времени экспериментов по квазилокальным [3] и протяженным [9,10] КОР: $\lambda \simeq 1$ мкм, $\tau_{и} \simeq 1$ нс, $v_a \sim 30$ м/с, $\theta \sim 10^{-2}$, $R_F \sim 0.3$ см, $l_{\parallel} \sim 20$ см, $T \simeq 0.5$. Полагая для оценки $l_{\perp} \sim 2R_F$, убеждаемся, что неравенство (5) не выполнено и пороговые интенсивности квазилокального и протяженного КОР не должны существенно отличаться, что соответствует результатам [9]. Проявления рассмотренного выше размерного эффекта в условиях [9,10] можно ожидать для более коротких разрядов, когда $\theta l_{\parallel} \ll R_F$, $T \simeq 1$. Если последние соотношения удастся обеспечить за счет уменьшения рабочей длины волны в одномодовом пучке, то критичной для наблюдения размерного эффекта становится возможность увеличения длительности импульса. При $\tau_{и} \rightarrow l_{\parallel}/v_a$ получаем максимальную оценку эффекта $I_{\parallel}/I_{\perp} \sim 2l_{\perp}/l_{\parallel}$.

Список литературы

- [1] Райзер Ю.П. Лазерная искра и распространение разрядов. М., 1974. 308 с.
- [2] Райзер Ю.П. // УФН. 1980. Т. 132. В. 3. С. 549–581.
- [3] Копытин Ю.Д., Сорокин Ю.М., Скрипкин А.М., Белов Н.Н., Букатый В.И. Оптический разряд в аэрозолях. Новосибирск, 1990. 159 с.
- [4] Сорокин Ю.М. // Оптика атмосферы. 1988. Т. 1. № 3. С. 35–41.
- [5] Сорокин Ю.М. // ЖТФ. 1986. Т. 56. С. 1431–1433.
- [6] Сорокин Ю.М. // Письма в ЖТФ. 1990. Т. 16. В. 18. С. 42–46.
- [7] Сорокин Ю.М. // Оптика атмосферы. 1988. Т. 1. В. 8. С. 36–43.
- [8] Захарченко С.В., Пинчук С.Д., Скрипкин А.М. // Квантовая электроника. 1978. Т. 5. В. 4. С. 934–937.
- [9] Климов М.Ю., Сорокин Ю.М. // Тез. докл. XVI Всесоюз. конф. по распр. радиоволн. Харьков, 1990. Ч. 2. С. 226.
- [10] Климов М.Ю., Самохвалов А.В., Сорокин Ю.М. / Там же. С. 227.

Нижегородский государственный
университет им. Н.И.Лобачевского

Поступило в Редакцию
16 января 1994 г.