

Ю.М. Сорокин

## МЕХАНИЗМЫ ИНИЦИИРОВАНИЯ НИЗКОПОРОВОГО ПРОБОЯ НА ПОГЛОЩАЮЩИХ ПОВЕРХНОСТНЫХ НЕОДНОРОДНОСТЯХ АЭРОЗОЛЬНЫХ ЧАСТИЦ

Исследованы механизмы, приводящие к оптическому плазмообразованию в твердом аэрозоле при возможно более низких интенсивностях. Показано, что основную роль играют при этом поглощающие поверхностные микровключения и эффекты, связанные с формой аэрозольных частиц: усиление поля и снижение теплоотвода на поглощающих выступах (остриях). Получены необходимые условия разогрева частицы и на их основе описана динамика начальной стадии низкопорогового пробоя. Предложены пути повышения эффективности разогрева. Установлена взаимосвязь между формой импульса и видом зависимости порога пробоя от размера частиц. Указано, что для развития оптического разряда типа длинной искры форма частиц несущественна.

### 1. Введение

Использование эффекта оптического пробоя для дистанционного анализа аэрозольной компоненты атмосферы предполагает знание пороговых условий плазмообразования в широком диапазоне параметров, в том числе при возможно более низких интенсивностях. Основные результаты исследования оптического пробоя на одиночных аэрозольных частицах суммированы в работах [1–3]. Однако наиболее низкопороговым из известных является механизм коллективного пробоя, обеспечивающий разогрев аэрозольного ансамбля за счет «холодного» (при температуре порядка температуры кипения  $T_k$  вещества аэрозоля) слияния пароплазменных микрофакелов, образовавшихся на соседних аэрозольных частицах [4, 5]. Подобный процесс идет в достаточно плотных аэродисперсных системах и в поле длинных импульсов приводит к формированию оптического разряда, если выполнено пороговое условие вида

$$\pi a^2 n_a I \tau_n = Q \quad (1)$$

где  $a$  — средний радиус аэрозольных частиц;  $n_a$  — их концентрация,  $I$  — интенсивность;  $\tau_n$  — длительность импульса инициирующего излучения;  $Q$  — пороговый параметр, зависящий от материала аэрозоля и внешнего давления и для большинства твердых аэрозолей при атмосферном давлении в поле излучения ближнего ИК диапазона изменяющийся в пределах  $Q \sim (30 - 700) \text{ Дж/см}^3$  [5]. Практически для корундового ( $\text{Al}_2\text{O}_3$ ) аэрозоля с  $a \sim 10 \text{ мкм}$ ,  $n_a \sim 10^4 \text{ см}^{-3}$  это соответствует пороговым интенсивностям  $I \sim 1 \text{ МВт/см}^2$  на длине волны  $\lambda = 1,06 \text{ мкм}$  при длительности импульса  $\tau_n \sim 1 \text{ мс}$ . Хорошее согласие пороговой модели [4, 5], данных численного моделирования [6, 7] и результатов лабораторных экспериментов [5, 8] достигается при условии, что аэрозольные частицы уже на начальном этапе разряда являются сильнопоглощающими. Будучи отнесенным к широкому спектру аэрозольных материалов, в том числе прозрачных диэлектрических, это условие может быть выполнено лишь при быстром и сильном (до температур порядка  $T_k$ ) разогреве аэрозольных частиц, сам механизм которого при указанных выше интенсивностях далеко не очевиден.

Наиболее естественным к настоящему времени представляется предположение, что такой разогрев инициируется сильнопоглощающими микровключениями, при этом из-за различия теплопроводностей к твердых и газообразных сред (например, для корунда и воздуха  $\kappa_1/\kappa_2 \sim 10^3$ ) влияние границ частицы может приводить в поле достаточно длинных импульсов к повышению температуры вблизи внутреннего микровключения на 1–2 порядка по сравнению со случаем бесконечного диэлектрика [9] (своеобразный эффект «отражения» волны прогрева). Согласно с уравнением (1) в части зависимости пороговых условий пробоя от  $\tau$  в соответствующем диапазоне длительностей, гипотеза разогрева на внутренних микровключениях не объясняет слабого влияния степени чистоты аэрозольного материала на порог пробоя (см. например, [5]). Последнее обстоятельство становится очевидным, если разогрев идет на приповерхностных микровключениях. Следует также иметь в виду, что экспериментальные исследования показали сильную зависимость порога оптического пробоя газа вблизи твердой поверхности от характера поверхностных неоднородностей [10], в то время как наличие объемных дефектов сказывалось слабо [11]. Известно также влияние лазерного отжига поверхности на порог пробоя (см. например [12]). Механизм разогрева на приповерхностных поглощающих неоднородностях представляется поэтому не только более адекватным и универсальным, но, как бу-

дет показано ниже, для твердых аэрозольных частиц, имеющих чаще всего неправильную форму, оказывается заведомо более эффективным, или, другими словами, — определяющим разогрев аэрозоля и инициирование пробоя при аномально низких интенсивностях.

## 2. Теплопроводностные факторы

Повышение эффективности локального поверхностного разогрева и последующего плазмообразования на аэрозольных частицах неправильной формы может быть связано главным образом с двумя факторами: 1) усилением поля вблизи выступов, ребер и острий, 2) относительным снижением теплоотвода от указанных участков поверхности по сравнению со случаем поглощающей неоднородности в объеме аэрозольной частицы.

Рассмотрим сначала теплопроводностные факторы усиления разогрева на поглощающем приповерхностном микровключении, не зависящие явно от длины волны греющего излучения. Полагая для простоты основной аэрозольный материал прозрачным на рабочей длине волны  $\lambda$  (при  $T < T_k$ ), сравним динамику температуры в окрестности микровключения, имеющего размер  $\delta$  и коэффициент поглощения  $\alpha$ , в аэрозольной частице радиусом  $a \gg \delta$  в различных случаях.

а). Внутреннее микровключение в поле короткого импульса ( $\delta^2/\chi_1 \ll t \leq \tau_n \ll a^2/\chi_1$ ,  $\chi_1$  — температуропроводность основного аэрозольного материала), когда нагрев идет так же, как и в бесконечном диэлектрике (ср. [9]):

$$T_1 \simeq T_0 + \frac{\alpha I \delta^2}{3\chi_1} [1 - \delta (\chi_1 \pi t)^{-1/2}]. \quad (2)$$

б). Внутреннее микровключение в поле длинного импульса ( $\tau_n \geq t > a^2/\chi_1$ ), когда становится заметным влияние границы раздела с газовой фазой, обладающей низкой теплопроводностью ( $\chi_2 \ll \chi_1$ ) [9]:

$$T_2 \simeq T_0 + \frac{\alpha I \delta^2}{3\chi_1} \left\{ 1 + \frac{\delta}{a} \frac{\chi_1}{\chi_2} \left[ 1 - \exp\left(-\frac{3\chi_1}{a^2} \frac{\chi_2}{\chi_1} t\right) \right] \right\}. \quad (3)$$

Таким образом, из-за «отражения» волны прогрева от границы аэрозоля приращение температуры в окрестности микровключения увеличивается по сравнению со случаем бесконечного диэлектрика асимптотически в  $\eta_2 = 1 + \delta\chi_1/\alpha\chi_2$  раз.

в). Оценка для случая поверхностного микровключения на квазиплоской ( $a \gg \delta$ ) границе раздела со слабо проводящей тепло средой ( $\chi_2 \ll \chi_1$ ) в поле короткого импульса вытекает из (2) и имеет вид

$$T_3 \simeq T_0 + \frac{2\alpha I \delta^2}{3\chi_1} [1 - \delta (\chi_1 \pi t)^{-1/2}]. \quad (4)$$

Другими словами, приповерхностное поглощающее микровключение даже в гладкой аэрозольной частице прогревается коротким импульсом примерно вдвое сильнее, чем объемное ( $\eta_3 = 2$ ). Здесь и далее предполагается, что температура кипения материала микровключения не слишком отличается от  $T_k$ , так что газодинамическим выносом тепла из зоны прогрева можно пренебречь.

г). С ростом длительности импульса (при  $t > a^2/\chi_1$ ) для оценки температуры может быть использована формула (3) с заменой  $I \rightarrow 2I$ ,  $a \rightarrow 2a$ . В результате имеем

$$T_4 \simeq T_0 + \frac{2\alpha I \delta^2}{3\chi_1} \left\{ 1 + \frac{\delta}{2a} \frac{\chi_1}{\chi_2} \left[ 1 - \exp\left(-\frac{3\chi_1}{4a^2} \frac{\chi_2}{\chi_1} t\right) \right] \right\}. \quad (5)$$

Сравнение формул (3) и (5) показывает, что прогрев длинным импульсом как внутреннего, так и поверхностного микровключения в квазисферической аэрозольной частице примерно одинаков: если  $\eta_2$  есть фактор усиления прогрева в объеме, то на поверхности он равен  $\eta_4 = (1 + \eta_2)/\eta_2$ . Существенно иначе обстоит дело для аэрозольных частиц неправильной формы, имеющих выступы (острия).

д). Поглощающее микровключение в выступе (острие) высотой  $h$  с радиусом основания  $\delta$  при  $t \ll a^2/\chi_1$  (ср. [13]) имеет вид

$$T_5 \simeq T_{\text{п}} + \frac{2\alpha I' \delta h}{3\chi_1} \left[ 1 - \exp\left(-\frac{\chi_1 \pi^2}{4h^2} t\right) \right], \quad (6)$$

где  $I'$  — эффективная интенсивность поля в окрестности микровключения;  $T_{\text{п}}$  — температура поверхности.

Как видно из сравнения (2) с (6), введение поглощающего микровключения не в объем, а в выступ с  $h > \delta$  даже без учета эффекта поля ( $I' > I$ ) приводит к росту прогрева коротким импульсом в  $\eta_5 \approx 2h/\delta$  раз.

е). Для оценки динамики локальной температуры в аэрозольной частице с выступом, содержащим поглощающее микровключение, при  $t > a^2/\chi_1$  достаточно заменить температуру поверхности  $T_{\text{п}}$  в формуле (6) на значение, определяемое формулой (5). В результате получим

$$T_6 \approx T_4 + \frac{2\alpha I' \delta h}{3\alpha_1} \left[ 1 - \exp\left(-\frac{\chi_1 \pi^2}{4h^2} t\right) \right]. \quad (7)$$

Другими словами, фактор усиления прогрева в этом случае (без учета усиления поля) допускает следующую оценку:

$$\eta_6 \approx 2 + \frac{\delta}{a} \frac{\alpha_1}{\alpha_2} + 2h/\delta. \quad (8)$$

### 3. Усиление поля

Как известно (см. например, [14]), расчет поля на продолжении большой полуоси  $h$  идеально проводящего эллипсоида вращения в квазистатическом приближении приводит к следующему выражению для коэффициента усиления продольной компоненты поля у вершины с радиусом кривизны  $\delta$ :

$$\mu \approx h/\delta + 1. \quad (9)$$

Близкие результаты получаются также для гауссова выступа, выступа в виде цилиндра с полусферической вершиной и ряда других поверхностей с тем же соотношением высоты  $h$  и радиуса кривизны у вершины  $\delta$ . В этой связи отметим, что никакая механическая или электрохимическая полировка, а также тщательная очистка твердой поверхности не устраняет на ней редких выступов (острий) с высотой порядка 1 мкм в которых  $h/\delta \gg 1$  [14]. Тем более естественным является наличие таких выступов на аэрозольных частицах, полученных методами истирания и дробления либо при сторании различных материалов.

Квазистатическую оценку коэффициента усиления поля в оптическом диапазоне, т.е. для выступа с комплексной проницаемостью  $\epsilon = \epsilon' + i\epsilon''$  (либо показателем преломления  $n = n' + in''$ ) можно получить, сравнивая выражения [15] для дипольных моментов диэлектрического и проводящего эллипсоидов:

$$\mu \approx \frac{\gamma |\epsilon' - 1|}{1 + \gamma |\epsilon' - 1|} \frac{h}{\delta} + 1, \quad (10)$$

где  $\gamma$  — геометрический фактор, для шара равный  $1/3$ , а при  $\delta < h$  имеющий оценку  $\gamma = [\ln(4h^2/\delta^2) - 2]\delta^2/2h^2$ . Как видно из (10), для сохранения эффекта усиления поля величина  $|\epsilon' - 1| \delta/h$  не должна быть малой по сравнению с единицей. В видимом диапазоне это условие может быть выполнено для углерода ( $\epsilon' = n'^2 - n''^2 = 4 \div 4,8$  в диапазоне  $\lambda = (0,41 \div 0,62)$  мкм [16]). В дальнем ИК диапазоне ему удовлетворяют большинство металлов и полупроводников [16]. Максимальные значения коэффициента усиления поля в видимом и в ближнем ИК диапазонах достигаются при  $h \sim (2 \div 3)\delta$  и составляют  $\mu \lesssim 2$ . В дальнем ИК диапазоне оптимальное отношение  $h/\delta$ , а вместе с ним и максимальное значение  $\mu$ , повышаются. В результате здесь становятся принципиально возможными значениями  $\mu \sim (4 \div 10)$ .

С увеличением размеров выступов (при  $h \gtrsim \lambda$ ) расчет эффекта усиления поля должен проводиться в рамках теории дифракции. Известно, однако, что уже на расстоянии порядка  $\lambda$ , от ребра импедансного клипа неравномерная (сингулярная) составляющая токов не превосходит (3÷4)% от соответствующих равномерных (физикооптических) токов [17], так что оценка усиления поля и здесь может быть дана на основе формул квазистатики.

Таким образом, обобщенный фактор усиления прогрева  $\eta' = \eta \mu^2$  на поглощающем микровключении в выступе несферической аэрозольной частицы для достаточно длинных импульсов получает оценку

$$\eta' \approx \mu^2 \left( 2 + \frac{\delta}{a} \frac{\alpha_1}{\alpha_2} + \frac{2h}{\delta} \right). \quad (11)$$

#### 4. Динамика разогрева. Размерные эффекты

Рассмотрим близкое к сферическому объемно поглощающее микровключение размером  $\delta < \lambda$ , расположенное у вершины выступа высотой  $h$ . Пренебрегая потерями на излучение и теплообменом с воздухом по сравнению с теплообменом между поглощающим микровключением и частицей, и используя оценку  $T/\delta$  для градиента температуры в выступе, приходим к следующему уравнению теплопроводности для короткого ( $\tau_{\text{н}} < (2a + h)^2/\chi_1$ ) импульса:

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\alpha\mu^2}{\rho C} I - \frac{3\chi T}{4\rho C\delta^2\eta}. \quad (12)$$

Полагая в соответствии со сказанным выше необходимой предпосылкой пробоя возможность разогрева зоны микровключения до температуры  $T = T_{\text{к}} = \max(T_{\text{к1}}, T_{\text{к2}})$ , где индексы 1, 2 относятся к материалу включения и аэрозоля соответственно, получаем условие на минимальную «греющую» интенсивность:

$$I(t) > I_{\delta} = \frac{3\chi_1 T_{\text{к}}}{4\alpha\mu^2\delta^2\eta}. \quad (13)$$

Если мгновенная интенсивность в импульсе значительно превышает  $I_{\delta}$ , а передний фронт импульса достаточно крутой, то, как видно из (12), необходимое условие разогрева включения до температуры  $T_{\text{к}} \gg T_0$  можно приближенно записать в виде

$$\int_0^{t_{\delta}} I(t) dt \simeq \frac{\rho C T_{\text{к}}}{\alpha\mu^2}, \quad (14)$$

где  $t_{\delta}$  определяется из условий  $I(t_{\delta}) = I_{\delta}$  при  $dI/dt < 0$ .

Обратим внимание на то, что при  $h \lesssim \delta$ , когда  $\mu \simeq 1$ , условие (14) не зависит явно от  $\delta$ . Это обстоятельство позволяет понять наблюдавшуюся в ряде экспериментов (см. например, [18] и литературу в [19]) независимость порога пробоя слабопоглощающего ( $a\alpha \ll 1$ ) аэрозоля от размера частиц. Как видно из (14), такой результат может быть объяснен, если во всем рабочем диапазоне изменения параметров лазерного излучения инициирующий импульс имеет пьедестал с  $I < I_{\delta}$  для наибольшего из рассматриваемых аэрозолей и пик с  $I > I_{\delta}$  для наименьшего из них с резким задним фронтом. При этом  $t_{\delta}$  для указанного спектра аэрозолей слабо зависит от  $\delta$ , и условие (14) выполняется в различных аэрозолях практически при одной и той же плотности энергии. Приводящее далее к пробую при достаточно высоких  $I$  развитие лавины в парах также не зависит от размера частицы. Напротив, для импульсов с пологим задним фронтом выполнение условия (14) определяется зависимостью  $t_{\delta}(\delta)$ , и порог по плотности энергии меняется с изменением  $\delta$  примерно так же, как  $I_{\delta}(\delta)$ . Отметим, что именно такого рода зависимость отмечалась при коллективном пробое в поле импульсов свободной генерации (ср. (1)). Несколько иной смысл размерного параметра  $\delta$  не имеет при этом существенного значения. Легко видеть, что зависимость (теперь уже от  $a$ ) вида (13) получается и тогда, когда второй член в правой части (12) отвечает за теплопередачу на границе аэрозоль – воздух.

Для оценки роли поглощения на поверхностных неоднородностях в возникновении низкогопорогового пробоя определим с помощью (13), (14) минимальную необходимую «греющую» интенсивность и характерное время разогрева. Поскольку во всех работах по коллективному пробую использовался аэрозоль радиусом  $a \gtrsim 1$  мкм (см. сводку экспериментальных данных, приведенную в [5]), возьмем, как и в [10],  $\delta \sim 0,1$  мкм. Кроме того, пусть  $\kappa_1 \sim 10^{-1}$  Дж (см  $\cdot$  с  $\cdot$  К) $^{-1}$ ,  $T_{\text{к}} \sim 3 \cdot 10^3$  К,  $\rho \sim 3$  г/см $^3$ ,  $C \sim 1$  Дж/г  $\cdot$  К, что соответствует кристаллическим материалам типа корунда ( $\text{Al}_2\text{O}_3$ ).

В качестве материала, поглощающего микровключения, возьмем практически часто встречающееся загрязнение типа сажи, которое на длине волны  $\lambda \simeq 1$  мкм имеет  $n'' \sim 1$  [16] и, следовательно,  $\alpha = (4\pi/\lambda)n'' \sim 10^5$  см $^{-1}$ . В итоге получаем  $I_{\delta} \simeq 3 \cdot 10^7$  м $^{-2}$ η $^{-1}$  Вт/см $^2$ . Поскольку пороговые интенсивности коллективного пробоя лежат в диапазоне  $I^* \sim 10^6$  Вт/см $^2$  [5], из приведенных выше оценок вытекает, что эффекты усиления поля и снижения теплоотвода, связанные с несферичностью аэрозольных частиц, а также «отражения» волны прогрева играют существенную роль по крайней мере для мелкого аэрозоля ( $\delta \sim 0,1$  мкм) на стадии зарождения микрофакала. Отметим, что с этой точки зрения значительная детализация моделей расчета режимов прогрева твердого аэрозоля в предположении равномерного распределения источников тепловыделения по объему частицы [20] грозит повышением точности.

С ростом  $a$  и  $\delta$  эффект «отражения» волны прогрева играет, по-видимому, меньшую роль. Действительно, для наиболее крупнодисперсного аэрозоля, используемого в экспериментах по низкороговому пробоя ( $a \sim 10^{-2}$  см, см. [5]), характерное время установления потока тепла в частице даже от объемного микровключения  $\Delta t_a \sim a^2/\chi_1 \sim 3$  мс, что существенно больше не только регистрируемого в экспериментах времени формирования микрофакела, но и длительности инициирующего импульса.

Для сильнопоглощающих металлических частиц факторы, связанные с несферичностью, остаются столь же существенными. Для оценки минимальной греющей интенсивности  $I_\delta$  можно и здесь использовать формулу (13), если из-за усиления поля тепловой источник локализован в области размером порядка  $\delta < h$ . В этом предположении для Al ( $\chi_1 = 2$  Дж/(см $\cdot$ с $\cdot$ К) $^{-1}$ ,  $T_k \sim 2 \cdot 10^3$  К,  $n'' \approx 8$  [16],  $\rho$  и  $C$  мало отличаются от приведенных ранее) при том же  $\delta$  получаем близкую оценку  $I_\delta \approx 4 \cdot 10^7 \mu^{-2} \eta^{-1}$  Вт/см $^2$ . Легко видеть, что для пробоя при  $I^* \sim 10^6$  Вт/см $^2$  [5] параметры  $\mu$ ,  $\eta$  должны существенно превышать единицу.

Оценка на основе (14) максимального времени разогрева

$$\Delta t_p \sim \frac{\rho C T_n}{\alpha \mu^2 I_\delta} = \frac{\rho C \delta^2 \eta}{\chi_1} \quad (15)$$

не зависит от поглощательных свойств поверхностной неоднородности и для  $\delta \sim 0,1$  мкм приводит к величинам от  $10^{-8}$  с (для корунда) до  $10^{-9}$  с (для Al), что намного меньше всех характерных времен ( $\Delta t_\phi \gtrsim 10^{-5}$  с) формирования микрофакела (рассчитанных в численной модели [6], измеренных по результатам СФР–графирования [8] и скоростной интерферометрии [21]) и не превышает времени формирования режима развитого испарения [22]. Таким образом, динамика разогрева поверхностной неоднородности согласуется со сложившейся к настоящему времени теоретической и экспериментальной картиной развития низкорогового коллективного пробоя. Отметим, что выполненные в работе [20] измерения времен формирования плазмы пробоя ( $\Delta t_\phi \gtrsim 5 \cdot 10^{-8}$  с) в отсутствие коллективного механизма образования разряда и на другой длине волны (10,6 мкм) также согласуются с данной оценкой.

Для разрядов типа длинной лазерной искры, идущих в ближнем ИК диапазоне при интенсивностях  $I \gtrsim 2 \cdot 10^8$  Вт/см $^2 \gtrsim I_\delta$  и при наличии поглощающих включений (либо в сильнопоглощающем аэрозоле), эффекты, связанные с несферичностью, не играют роли. Они могут сказаться лишь в практически нереальном случае чистого прозрачного на рабочей длине волны аэрозоля, инициирующего локальную ионизацию в окружающем газе за счет нетепловых механизмов.

## 5. Выводы

Эффективный разогрев твердого аэрозоля в области малых интенсивностей, достаточных для развития процессов типа коллективного пробоя, обеспечивается за счет наличия поверхностных поглощающих неоднородностей на аэрозольных частицах неправильной формы. Динамика разогрева таких неоднородностей согласуется с известной картиной последующих стадий пробоя. Существенным для снижения порога разогрева по интенсивности является наличие сильнопоглощающих у вершин выступов с малым радиусом кривизны и относительно низкой теплопроводностью. С этой точки зрения, можно предложить использование аэрозолей типа диэлектрического «ежа» с металлизированными или углеродистыми иглами. Снижение порога коллективного процесса возможно при этом в достаточно плотной аэродисперсной системе. Для разрядов типа длинной лазерной искры форма аэрозолей не играет существенной роли.

1. Smith D. C. — J. Appl. Phys., 1977, v. 48, p. 2217.
2. Ахтырченко Ю.В., Беляев Е.Б., Высоцкий Ю.П., Гарин О.В., Годлевский А.П., Зуев В.Е., Копытин Ю.Д., Куряпин А.И., Погодаев В.А., Покасов Вл.В. — Изв. вузов, Физика, 1983, т. 26, с. 5.
3. Мощное лазерное излучение в атмосферном аэрозоле/В.Е. Зуев, А.А. Землянов, Ю.Д. Копытин, А.В. Кузиковский. Под ред. М.В. Кабанова. — Новосибирск: Наука, 1984. — 223 с.
4. Сорокин Ю.М. — ЖТФ, 1986, т. 56, с. 1431.
5. Сорокин Ю.М., Королев И.Я., Крикунова Э.М. — Квантовая электроника, 1986, т. 13, с. 2464.
6. Вдовин В.А., Сорокин Ю.М. — ЖТФ, 1981, т. 51, с. 1449.
7. Вдовин В.А., Сорокин Ю.М. — Изв. вузов. Радиофизика 1983, т. 26 с. 1220.
8. Вдовин В.А., Захарченко С.В., Скрипкин А.М., Сорокин Ю.М. — Труды ИЭМ, вып. 26(99). М: Гидрометеоздат, 1981, с. 69; Захарченко С.В., Скрипкин А.М. Там же, с. 82.
9. Свиркунов П.Н. — ЖТФ, 1980, т. 50, с. 390.
10. House R.A., Bettis J.R., Guenther A.H. — IEEE J. Quant. Electron., QE–13, 1977, p. 361.
11. House R.A., Bettis J.R., Guenther A.H. Ibid., p. 363.

12. Ursu I., Apostol I., Crăciun D., Dunescu M., Mihăilescu I.N., Nistor L., Popa A., Teodorescu V.S., Prokhorov A.M., Chapliev N.I., Konov V.I. — J. Phys. D: Appl. Phys., 1984, v. 17, p. 709.
12. Ковалев А.С., Попов А.М. — ЖТФ, 1980, т. 50, с. 333.
13. Сливков И.Н. Процессы при высоком напряжении в вакууме. — М.: Энергоатомиздат, 1986.
14. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Электродинамика сплошных сред. — М.: Наука, 1982.
15. Свойства элементов/Под ред. Г.В. Самсонова. Ч. I. — М.: Металлургия, 1976.
16. Васильев Е.Н., Солодухов В.В. — Изв. вузов. Радиофизика, 1974, т. 17, с. 1518.
17. Smith D.C., Brown R.T. — J. Appl. Phys., 1975, v. 46, p. 1140.
18. Захарченко С.В., Семенов Л.П., Скрипкин А.М. — Труды ИЭМ, вып. 31 (105). — М.: Гидрометеиздат, 1983, с. 11.
19. Негин А.Е., Осипов В.П., Пахомов А.В. — Квантовая электроника, 1986 т. 13, с. 2208.
20. Захарченко С.В., Скрипкин А.М. — Труды ИЭМ, вып. 31 (1С5). — М.: Гидрометеиздат, 1983, с. 60.
22. Мажукин В.И., Самохин А.А. — Квантовая электроника, 1984, т. 11, с. 2432.

Горьковский государственный  
университет им. Н. И. Лобачевского

Поступила в редакцию  
1 ноября 1987 г

**Yu. M. Sorokin. Ignition Mechanisms of the Low-threshold Breakdown at Surface Absorbing Projections of Aerosol Particles.**

The mechanisms responsible for optical plasma formation in solid aerosol under the lowest intensities possible have been studied. The absorbing surface impurities and effects related to aerosol particles shape field amplification and the heat flow reduction at absorbing projections (spikes) are shown to play the major role in the process under study.

The necessary particle heating conditions are found. The dynamics of the low-threshold breakdown initial stage is describes. The ways to enhance the heating efficiency are proposed. The relation between the pulse shape and the dependence of breakdown threshold on particle size is established.

The particle shape is shown to be immaterial for the long-spark discharge dynamics.