

5. Медведев Ю. А., Степанов Б. М., Федорович Г. В. Электрическое поле, возбуждаемое в воздухе импульсом гамма-квантов.— ПМТФ, 1970, № 4, с. 3—8.
6. Медведев Ю. А., Степанов Б. М., Федорович Г. В. Об импульсной функции токов комптоновских электронов.— В кн.: Вопросы метрологии ионизирующих излучений. М., Атомиздат, 1976.
7. Евдокимов О. Ф. Многократное рассеяние быстрых электронов в газе в присутствии электрического поля.— ЖТФ, 1975, т. 45, вып. 3, с. 593—599.
8. Жемерев А. В., Медведев Ю. А., Степанов Б. М. Импульсный ток электронов, возбуждаемый гамма-излучением в воздухе.— «Атомная энергия», 1976, т. 41, вып. 4, с. 268—269.
9. Гуревич А. В. К теории эффекта убегающих электронов.— ЖЭТФ, 1960, т. 39, вып. 5(11), с. 1296—1307.
10. Браун С. Элементарные процессы в плазме газового разряда. М., Атомиздат, 1961.
11. Dutton J. A survey of electron swarm data.— «J. Phys. Chem. Ref. Data», 1975, vol. 4, N 3, p. 577—856.
12. Райзер Ю. П. Лазерная искра и распространение разрядов. М., «Наука», 1974.
13. Kline L. E., Siambis Y. G. Computer simulation of electrical breakdown in gases: avalanche and streamer formation.— «Phys. Rev.», 1972, vol. 5, N 2A, p. 794—805.

УДК 533.95 : 621.375.826

ИОНИЗАЦИЯ И РЕКОМБИНАЦИЯ В МНОГОЗАРЯДНОЙ ПЛАЗМЕ, НАГРЕВАЕМОЙ ЛАЗЕРНЫМ ИЗЛУЧЕНИЕМ

А. Н. Поляничев, В. С. Фетисов

(Москва)

Процессы ионизации и рекомбинации, происходящие в лазерной плазме при ее нагреве и последующем охлаждении, играют важную роль в формировании зарядовых и энергетических спектров ионов плазмы [1, 2]. Оказывается, что рекомбинация при разлете плазмы не приводит к полному исчезновению заряженных частиц. На такую возможность закалки степени ионизации впервые теоретически указано в работе [3]. Последующее теоретическое изучение разлета предварительно нагретой и ионизированной плазмы [4—6] показало, что наиболее эффективная закалка происходит на периферии плазменного сгустка, т. е. там, где скорость расширения плазмы является наибольшей, а плотность наименьшей. Однако во всех этих работах не рассматривалась стадия нагрева плазмы лазерным излучением.

Данная работа посвящена численному исследованию разлета многозарядной (алюминиевой и дейтериево-углеродной) плазмы, подвергающейся воздействию излучения неодимового лазера. При расчетах принимаются во внимание следующие неупругие процессы: ионизация электронным ударом, фото-рекомбинация, тройная рекомбинация на основной уровень с электроном в качестве третьей частицы, тормозное поглощение падающего на плазму излучения, тормозное излучение, электронная теплопроводность и обмен энергией между электронами и ионами.

Разлет сплошного сферического сгустка многозарядной плазмы, в которой происходят указанные выше неупругие процессы, может быть рассмотрен при помощи уравнений газовой динамики с использованием предположения о квазинейтральности плазмы. Нарушение квазинейтральности происходит на расстояниях порядка дебаевского радиуса. Для используемых параметров плазмы (плотность $\sim 10^{22}$ см $^{-3}$, температура $\sim 10^3$ — 10^4 эВ) дебаевский радиус $r_D \sim 10^{-6}$ см, что значительно меньше характерного размера плазменного сгустка $R \sim 10^{-2}$ см. Поэтому нарушение квазинейтральности может происходить только вблизи границы

плазмы, и при достаточно больших размерах сгустка влияния возникающих электрических сил на движение основной массы плазмы пренебрежимо мало [7]. Влияние электрического поля может происходить и на расстояниях свободного пробега ионов относительно ионно-ионных соударений l_{ii} . Действительно, возникающее даже при условии квазинейтральности самосогласованное электрическое поле приводит к тому, что ионы различных зарядов по-разному ускоряются в этом поле. В то же время ионно-ионные столкновения вызывают сильное трение, выравнивающее скорости направленного движения ионов с разными зарядами. Такое выравнивание скоростей происходит во всем объеме плазмы, за исключением небольшой области порядка l_{ii} , непосредственно примыкающей к границе. Рассмотрим следующие параметры плазмы: температура электронов и ионов $T_e \sim 10^2 - 10^3$ эВ, $T_i \sim 10^2$ эВ, потенциал ионизации $J(z) \sim 10^3$ эВ, заряд иона $z \sim 10$, плотность атомов $n \gg 10^{21}$ см $^{-3}$, радиус сгустка $R \sim 10^{-2}$ см. Тогда в основной массе сгустка $l_{ii} \sim 10^{-7}$ см, т. е. $l_{ii} \ll R$, и движение плазмы можно рассматривать в одножидкостном приближении. Однако следует отметить, что около границы из-за небольшой плотности плазмы l_{ii} может оказаться порядка размеров области закалки ионов большого заряда ($z \gg 1$), что привело бы к разделению зарядов по скорости в этой области, наблюдавшемуся экспериментально, например в [4]. В данной модели это явление не учитывается.

Рассмотрим плазму, состоящую из смеси ионов двух сортов, один из которых составляют ионы с большим зарядом ядра $z_m \gg 1$, массой ядра M_1 и плотностью атомов n_1 . К другому сорту относятся ионы с зарядом ядра, равным единице (дейтерий), массой ядра M_2 и плотностью атомов n_2 . Так как будут рассматриваться в основном температуры $\sim 10^2 - 10^3$ эВ, можно считать дейтерий полностью ионизированным. Решение задачи будет проводиться в предположении, что в каждый момент времени в каждой точке присутствуют в основном ионы одного заряда [8]. Концентрации ионов и их потенциалы ионизации рассматриваются как непрерывные функции заряда ионов z .

Таким образом, в качестве исходной возьмем следующую систему гидродинамических уравнений, описывающую разлет двухкомпонентной лазерной плазмы:

$$\begin{aligned}
 Mn \left(\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial r} \right) &= - \frac{\partial}{\partial r} (p_e + p_i), \\
 \frac{\partial n}{\partial t} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 u n) &= 0, \\
 (1) \quad \frac{\partial p_e}{\partial t} + u \frac{\partial p_e}{\partial r} + \frac{5}{3} \frac{p_e}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 u) &= \frac{5}{3r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \kappa \frac{\partial T_e}{\partial r} \right) + \\
 &+ W_{abs} + W_{em} + W_0 - Q_{ie}, \\
 \frac{\partial p_i}{\partial t} + u \frac{\partial p_i}{\partial r} + \frac{5}{3} \frac{p_i}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 u) &= Q_{ie}, \quad \frac{\partial z}{\partial t} + u \frac{\partial z}{\partial r} = A_z,
 \end{aligned}$$

где u — гидродинамическая скорость; p_e , $T_e(p_i, T_i)$ — давление и температура электронов (ионов); z — средний заряд ионов первого сорта; $n = n_1 + n_2$ — полная плотность атомов; $M = M_1 \varphi_1 + M_2 \varphi_2$; $\varphi_1 = n_1/n$ и $\varphi_2 = n_2/n$ — концентрации атомов первого и второго сортов соответственно; κ — коэффициент электронной теплопроводности; $A_z = \Gamma_1 - \Gamma_2 - \Gamma_3$ — скорость изменения среднего заряда ионов плазмы z за счет неупругих процессов. Выражения для скоростей ионизации электронным ударом Γ_1 , фоторекомбинации Γ_2 и тройной рекомбинации на основной

уровень Γ_3 [9] имеют следующий вид:

$$\Gamma_1 = 5 \cdot 10^{-6} \frac{\xi n_e e^{-\frac{J(z+1)}{T_e}}}{J(z+1) T_e^{1/2} [1 + J(z+1)/T_e]},$$

$$\Gamma_2 = 1,68 \cdot 10^{-14} \frac{\xi n_e J^2(z)}{T_e^{3/2} [1 + J(z)/T_e]},$$

$$\Gamma_3 = 8,25 \cdot 10^{-28} \frac{\xi n_e^2}{J(z) T_e^2 [1 + J(z)/T_e]},$$

где ξ — число валентных электронов. Здесь не приведено выражение для скорости тройной рекомбинации Питаевского — Гуревича на высоковозбужденный уровень с последующей диффузией электрона по уровням, хотя указанный процесс и предусмотрен в программе. Это связано с тем, что рекомбинация Питаевского — Гуревича при данных условиях не вносит никакого вклада. Ее характерное время $\sim 3 \cdot 10^{-5}$ с, что много больше времени фоторекомбинации ($\sim 3 \cdot 10^{-10}$ с) и тройной рекомбинации на основной уровень ($\sim 10^{-8}$ с). Как видно из сопоставления характерных времен, основную роль в формирование пространственного распределения заряда вносит фоторекомбинация, однако тройная рекомбинация на основной уровень может внести поправки при расширении, когда температура плазмы упадет до величины ~ 10 эВ.

Поглощение лазерного излучения при разлете многозарядной плазмы происходит в основном вследствие обратного тормозного эффекта при столкновениях электронов и ионов. В соответствии с этим величина поглощаемой электронами световой энергии W_{abs} определяется известной формулой $W_{abs} = kq$, где $k = \frac{v_{ei} n_e}{c n_c} \left(1 - \frac{n_e}{n_c}\right)^{-1/2}$ — локальный коэффициент тормозного поглощения; q — поток энергии лазерного излучения; $n_e = n(z\phi_1 + \phi_2)$ — плотность электронов; v_{ei} — частота электронно-ионных соударений; $n_c = m\omega_0^2/4\pi e^2$ — критическая плотность (e и m — заряд и масса электрона); c — скорость света; $W_{em} = -1,53 \cdot 10^{-25} n_e T_e^{1/2} n \times (z^2\phi_1 + \phi_2)$ — потери энергии на тормозное излучение [10]; $W_0 = n\phi_1 [J(z)\Gamma_3 - (3/2)T_e\Gamma_2 - J(z+1)\Gamma_1]$ — изменение энергии электронов при рекомбинации и ионизации. Тормозное излучение и излучение при фоторекомбинации свободно покидают плазму, так как пробег излучения ~ 1 см, что много больше характерного размера плазмы $R \sim 10^{-2}$ см, $Q_{ie} = 2n(m/M)v_{ei}(T_e - T_i)$ — скорость передачи энергии от электронов к ионам.

Система уравнений (1) заменялась конечно-разностными уравнениями, которые интегрировались на ЭВМ. Для размазывания скачков при расчетах вводилась искусственная вязкость. Уравнения для p_e и p_i решались методом матричной прогонки.

Были проведены численные расчеты разлета сферической сплошной (алюминиевой или дейтериево-углеродной) мишени, нагреваемой излучением неодимового лазера с частотой $\omega_0 = 1,78 \cdot 10^{15}$ с $^{-1}$. Распределение плотности атомов n_0 и температуры $T_n = 3$ эВ в начальный момент времени t_n считается однородным. Некоторое время ($2 \cdot 10^{-8}$ с) плазма разлетается без нагрева. За это время волна разрежения достигает центра сгустка и создается профиль плотности и температуры. Подобный профиль может быть получен при испарении твердой мишени лазерным фоном или предварительным слабым лазерным импульсом. После этого включается

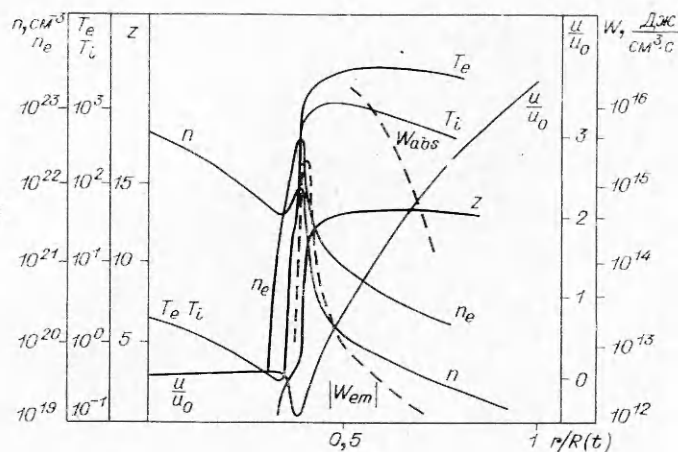
основной лазерный импульс треугольной формы (за начало отсчета времени $t = 0$ принят момент начала действия основного импульса)

$$q(r = R_0, t) = \begin{cases} 2q_m \frac{t}{\Delta t}, & 0 \leq t \leq \frac{\Delta t}{2}, \\ 2q_m \frac{\Delta t - t}{\Delta t}, & \frac{\Delta t}{2} \leq t < \Delta t, \end{cases}$$

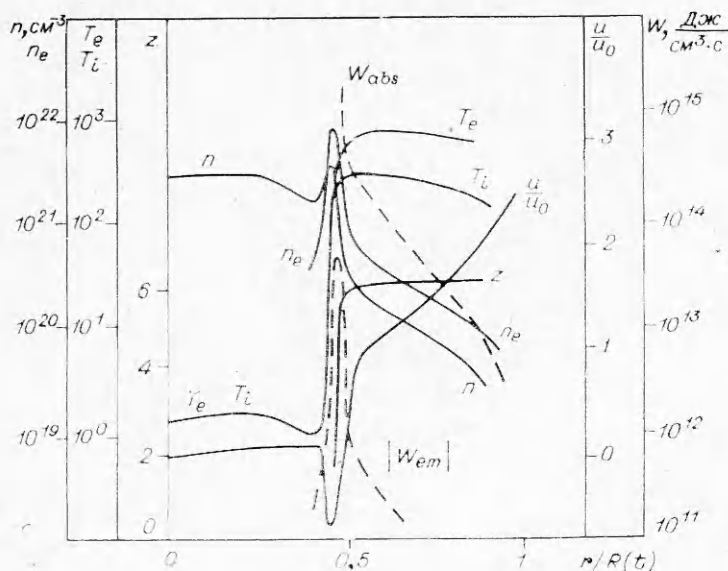
где $R_0 = 10^{-2}$ см — радиус фокусного пятна. Таким образом, при $t_H > 0$ происходят одновременно разлет и нагрев плазмы.

Начальные параметры плазмы при $t = t_H$ и параметры лазерного импульса для рассчитываемых вариантов имеют следующий вид: вариант 1 — алюминиевая плазма, $n_0 = 5 \cdot 10^{22}$ см $^{-3}$, $R_0 = 10^{-2}$ см, $q_m = 4 \cdot 10^{14}$ Вт/см 2 , $\Delta t = 2 \cdot 10^{-9}$ с; вариант 2 — СД $_2$ -плазма, $n_0 = 10^{23}$ см $^{-3}$, $R_0 = 10^{-2}$ см, $q_m = 10^{14}$ Вт/см 2 , $\Delta t = 2 \cdot 10^{-9}$ с.

Как показали результаты расчетов, разлет происходит следующим образом. Поглощение внешнего излучения приводит к нагреву и ионизации плазмы. Вследствие ионизации заряд ионов и плотность электронов плазмы растут. Когда плотность электронов достигает критической величины, происходит экранировка центральной части сгустка и, следовательно, падающее излучение может поглощаться только в периферийной зоне вблизи границы плазмы. Электронная теплопроводность не в состоянии выровнять температуру по всему объему (характерное время теплопроводности $\geq 10^{-9}$ с, т. е. порядка или больше времени разлета $\sim 10^{-9}$ с и длительности лазерного импульса), что приводит к пространственному распределению гидродинамических величин, показанному на фиг. 1, 2, где кривые построены для момента времени $t = 10^{-9}$ с, когда интенсивность лазерного излучения максимальна. На фиг. 1 показан вариант 1 ($u_0 = 2 \cdot 10^7$ см/с, $R(t) = 6,7 \cdot 10^{-2}$ см). Вблизи границы температура достигает величины $\sim 10^3$ эВ, в то время как в центральной части сгустка нагрев не ощущается. Отчетливо видна резкая граница, разделяющая эти две области и характеризующаяся огромным градиентом температуры и давления. На этой границе формируется ударная волна, происходит сжатие вещества и возникает пик плотности электронов и атомов, движущийся к центру. Справа от ударной волны заряд ионов плазмы близок к макси-



Ф и г. 1

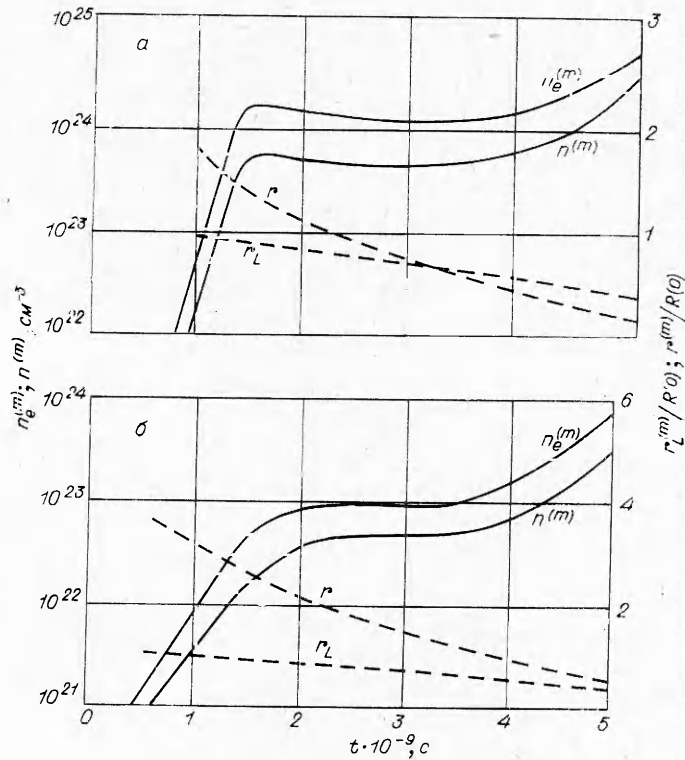


Ф и г. 2

мальному. Фронт волны ионизации практически совпадает с фронтом ударной волны, так как время ионизации $\sim 10^{-11}$ с много меньше гидродинамического времени разлета $t_{r,d} \sim 10^{-9}$ с. Вследствие высокой плотности около ударной волны находится и пик тормозного излучения, несколько смещенный в сторону более высоких температур, т. е. к границе плазмы. Приведенные на фиг. 1, 2 графики гидродинамической скорости показывают, что вещество в ударной волне движется к центру. Сходящаяся ударная волна вызывает сжатие вещества в центральной области, в то время как на периферии плотность падает из-за разлета. Такое движение приводит к сосредоточению большей части массы плазмы в небольшой области около центра сгустка. Движение пика плотности к центру в эйлеровых r и лагранжевых r_L координатах и изменение пиковой плотности для вариантов 1 и 2 показано соответственно на фиг. 3, а, б; $n^{(m)}$ и $n_e^{(m)}$ — максимальное значение плотности числа частиц и плотности электронов в момент t , $r^{(m)}$ — положение точки с максимальной плотностью. В качестве лагранжевой координаты берется начальная (при $t = t_H$) координата фиксированной частицы плазмы. После своего формирования пик движется к центру. При этом его плотность сначала меняется слабо, а при приближении к центру возрастает и достигает своего максимального значения, когда ударная волна приходит в центр ($\max n(r, t) = 6 \cdot 10^{24} \text{ см}^{-3}$ для варианта 1 и $\max n(r, t) = 10^{25} \text{ см}^{-3}$ для варианта 2).

Высокая температура на периферии является причиной сильной ионизации, а быстрое падение плотности при наличии такой высокой температуры препятствует рекомбинации, что приводит к закалке степени ионизации в этой области. В результате получается асимптотическое по времени пространственное распределение заряда ионов, показанное на фиг. 4, а, б (вариант 1 и вариант 2 соответственно), сплошная и штриховая

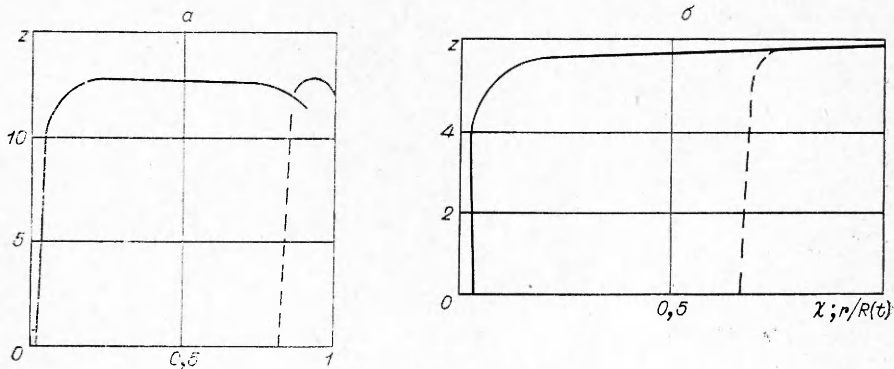
линии соответствуют зависимостям в обычных r и массовых $\left(\chi = \int_0^r nr^2 dr \right) / \left(\int_0^{R(t)} nr^2 dr \right)$ координатах. Область закалки занимает большую часть



Ф и г. 3

объема плазмы, но меньшую часть массы (для варианта 1 закалке подверглось 15% массы плазмы, а для варианта 2 — 30%). Так, средний по объему заряд ионов плазмы для варианта 1 $\langle z \rangle = 2,2$, в то время как на периферии ионы алюминия являются полностью ионизированными $z(\chi \approx 1) = 13$ (для СД_2 -плазмы $\langle z \rangle = 2$ и $z(\chi \approx 1) = 6$). Это связано с тем, что большая часть массы плазмы оказывается сосредоточенной в небольшой области около центра сгустка, где вследствие большой плотности плазма полностью прорекомбинировала.

Необходимо отметить, что тормозной механизм обеспечивает практически полное поглощение лазерного излучения в многозарядной плазме



Ф и г. 4

и для просчитанных вариантов коэффициент отражения равнялся нулю во все время действия лазерного импульса.

Таким образом, проведенное исследование показало, что поглощение лазерного излучения вблизи границы плазмы обуславливает закалку заряда ионов плазмы в этой области. Полученные результаты качественно согласуются с результатами экспериментальных наблюдений [1, 2].

Поступила 25 X 1977

ЛИТЕРАТУРА

1. Быковский Ю. А., Дегтяренко Н. Н., Елесин В. Ф., Козырев Ю. П., Сильнов С. М. Масс-спектрометрическое исследование лазерной плазмы. — ЖЭТФ, 1971, т. 60, с. 1306.
2. Rumsby R. T., Paul J. W. M. Temperature and density of an expanding laser produced plasma. — «Plasma Physics», 1974, vol. 16, p. 247.
3. Кузнецов Н. М., Райзер Ю. П. О рекомбинации электронов в плазме, расширяющейся в пустоту. — ПМТФ, 1965, № 4, с. 10.
4. Афанасьев Ю. В., Розанов В. Б. Энергетический спектр многозарядных ионов в лазерной плазме. — ЖЭТФ, 1972, т. 62, с. 247.
5. Ловецкий Е. Е., Поляничев А. Н., Фетисов В. С. Разлет рекомбинирующей плазмы в вакуум. — ЖТФ, 1974, № 5, с. 1025.
6. Поляничев А. Н., Фетисов В. С. Расширение в вакуум многозарядной плазмы. — ЖТФ, 1975, № 11, с. 2337.
7. Брагинский С. И. Явления переноса в плазме. — В кн.: Вопросы теории плазмы. Вып. 1. М., Атомиздат, 1963.
8. Райзер Ю. П. Простой метод оценки степени ионизации и термодинамических функций идеального газа в области многократной ионизации. — ЖЭТФ, 1959, т. 36, с. 1583.
9. Вайнштейн Л. А., Собельман П. П., Югов Е. А. Сечения возбуждения атомов и ионов электронами. М., «Наука», 1973.
10. Спитцер Л. Физика полностью ионизированного газа. М., ИЛ, 1957.

УДК 533.9+518.5+537.517

ВЗРЫВНАЯ ЭМИССИЯ В УПРАВЛЯЕМЫХ СКОЛЬЗЯЩИХ РАЗРЯДАХ

С. И. Андреев, Е. А. Зобов, А. Н. Сидоров

(Ленинград)

В работе [1] предложен метод управления процессом развития разряда скользящей искрой вдоль поверхности пленочного диэлектрика путем введения в эту поверхность центров эмиссии из химических соединений с низкой работой выхода электронов.

Данная работа посвящена исследованию природы такого способа управления. Поставлены специальные эксперименты, которые показали, что определяющее влияние на эффект управления оказывают микровзрывы отдельных частиц, вводимых в поверхность. Данные фигуры, *a* (фотография скользящей искры сбоку) иллюстрируют это положение. Отчетливо виден разлет светящихся осколков центров эмиссии (видимый диаметр канала составляет примерно 0,5 мм). Размер разлетающихся при микровзрыве осколков 10—100 мкм. Размер отдельных частиц, вводимых в