

**ДОКЛАДЫ
АКАДЕМИИ НАУК СССР**

1979

ТОМ 246 № 6

(ОТДЕЛЬНЫЙ ОТТИСК)

В.И. МАЖУКИН, А.А. УГЛОВ, Б.Н. ЧЕТВЕРУШКИН

**МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОБОЯ ПЛОТНОГО МОЛЕКУЛЯРНОГО ГАЗА
ЛАЗЕРНЫМ ИЗЛУЧЕНИЕМ ВБЛИЗИ МЕТАЛЛИЧЕСКОЙ ПОВЕРХНОСТИ**

(Представлено академиком Н.Н. Рыкалиним 11 I 1979)

Образование плазмы в газовой среде высокого давления $P=100$ атм под влиянием лазерного излучения, сфокусированного на металлическую поверхность, имеет ряд особенностей. Пробой газа происходит, как показали эксперименты ⁽¹⁾ с неодимовым лазером, работающим в режиме свободной генерации, при интенсивностях потока излучения $\sim 10^7$ Вт/см², что значительно меньше по сравнению с пороговыми интенсивностями, необходимыми для пробоя, $\sim 10^{10}$ Вт/см² в тех же условиях, но вдали от мишени. Высокое давление окружающей среды препятствует выносу металла в зоне фокусировки. Плотная плазма, образующаяся вблизи мишени, затем полностью экранирует поверхность от лазерного излучения. Это позволяет получать плазму без механических нарушений поверхности мишени, т.е. без процессов испарения. В то же время было замечено, что облучаемые мишени изменяют свои физические свойства.

В данной работе методами численного моделирования исследуется явление оптического пробоя молекулярного азота лазерным излучением с длиной волны 1,06 мкм в условиях, когда высокое давление существенно подавляет процессы испарения вещества мишени, а термоэмиссия электронов с поверхности молибденовой пластины оказывает непосредственное влияние на механизм пробоя, которым, как известно, в области $P \geq 1$ атм является процесс лавинной ионизации.

Для описания процессов кинетики столкновений и переноса в зоне излучения были составлены уравнения баланса заселенностей, баланса энергий и уравнение Пуассона. В одномерном трехтемпературном приближении система уравнений записывается следующим образом:

- (1)
$$\frac{dN_2}{dt} = -(k_2^+ N_2 - \beta_2^+ N_2^+ N_e) N_e - (k_2^* N_2 - \beta_2^* N_2^* N_e) N_e - k_d^e N_2 N_e - (k_4^c N_2^+ N_2 - \beta_4^c N_4^+ N_2) N_2 - (k_3^c N^+ N_2 - \beta_3^c N_3^+ N_2) N_2 - (k_d N_2 - k_a N^2) N_2 + k_a^a N^3 + 2\alpha_4 N_4^+ N_e;$$
- (2)
$$\frac{dN_2^*}{dt} = (k_2^+ N_2 - \beta_2^+ N_2^+ N_e) N_e - (k_2^{*+} N_2^* - \beta_2^+ N_2^+ N_e) N_e - k_d N_2 N_2^*;$$
- (3)
$$\frac{\partial N_2^+}{\partial t} = (k_2^+ N_2 - \beta_2^+ N_2^+ N_e) N_e + (k_2^{*+} N_2^* - \beta_2^+ N_2^+ N_e) N_e - (k_4^c N_2^+ N_2 - \beta_4^c N_4^+ N_2) N_2 - \alpha_2 N_2^+ N_e - \frac{\partial J_2^+}{\partial x};$$
- (4)
$$\frac{\partial N_4^+}{\partial t} = (k_4^c N_2^+ N_2 - \beta_4^c N_4^+ N_2) N_2 - \alpha_4 N_4^+ N_e - \frac{\partial J_4^+}{\partial x};$$
- (5)
$$\frac{dN}{dt} = k_d^e N_2 N_e + (k_d N_2 - k_a N^2) N_2 - k_a^a N^3 - (k^+ N - \beta^+ N^+ N_e) N_e - (k^* N - \beta^* N^* N_e) N_e + 2\alpha_2 N_2^+ N_e + 3\alpha_3 N_3^+ N_e;$$

$$(6) \quad \frac{dN^*}{dt} = (k^*N - \beta^*N^*)N_e - (k^{**}N^* - \beta^+N^+N_e)N_e;$$

$$(7) \quad \frac{\partial N^+}{\partial t} = (k^+N - \beta^+N^+N_e)N_e + (k^{**}N^* - \beta^+N_eN^+)N_e - (k_3^cN^+N_2 - \beta_3^cN_3^+)N_2 - \frac{\partial J_1^+}{\partial x};$$

$$(8) \quad \frac{\partial N_3^+}{\partial t} = (k_3^cN^+N_2 - \beta_3^cN_3^+)N_2 - \alpha_3N_3^+N_e - \frac{\partial J_3^+}{\partial x};$$

$$(9) \quad \frac{\partial N_e}{\partial t} = (k_2^+N_2 - \beta_2^+N_2^+N_e)N_e + (k_2^{**}N_2^* - \beta_2^+N_2^+N_e)N_e + (k^+N - \beta^+N^+N_e)N_e + (k^{**}N^* - \beta^+N^+N_e)N_e - \alpha_2N_2^+N_e - \alpha_3N_3^+N_e - \alpha_4N_4^+N_e - \frac{\partial J_e}{\partial x};$$

$$(10) \quad \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{3}{2} N_e T_e \right) = \left[\left(\frac{4\pi e^2 G}{mc\omega^2} - \frac{3m}{2M} \delta(T_e - T_g) \right) (\nu_{en} + \nu_{ei}) N_e \right] + \left[\left(\frac{4\pi e^2 G}{mc\omega^2} - \frac{3m}{M} (T_e - T_g) \right) (\nu_{en}^a + \nu_{ei}^a) N_e - I^*(k^+N - \beta^+N^+N_e)N_e - I^*(k^*N - \beta^*N^*)N_e - I^{**}(k^{**}N^* - \beta^+N^+N_e)N_e \right] + \frac{\partial}{\partial x} \kappa_e \frac{\partial T_e}{\partial x};$$

$$(11) \quad \frac{\partial}{\partial t} (N_g T_g) = \delta \frac{m}{M} (T_e - T_g) (\nu_{en} + \nu_{ei}) N_e + \frac{2m}{M} (T_e - T_g) (\nu_{en}^a + \nu_{ei}^a) N_e + T_g ((k_4^c N_2^+ N_2 - \beta_4^c N_4^+) + (k_3^c N^+ N_2 - \beta_3^c N_3^+)) N_2 + \frac{\partial}{\partial x} \kappa_g \frac{\partial T_g}{\partial x};$$

$$(12) \quad \frac{d}{dt} (N_2 T_k) = \hbar\omega_k k_k N_2 N_e - I_d ((k_d N_2 - k_a N^2) N_2 - k_a^a N^3);$$

$$(13) \quad \frac{d^2 U}{dx^2} = \frac{e}{\epsilon} (N_e - \sum_{i=1}^4 N_i^+);$$

$E = -\text{grad } U$, $J_e = e\mu_e N_e E + eD_e \text{grad } N_e$, $J_i^+ = e\mu_i N_i^+ E - eD_i \text{grad } N_i^+$; здесь (1) – (4) – уравнения баланса заселенностей молекулярных состояний, (5)–(8) – уравнения баланса заселенностей атомарных состояний, (9) – уравнение кинетики для электронов, (10), (11) – уравнения баланса поступательных энергий для электронов и тяжелых частиц, (12) – уравнение баланса колебательной энергии молекул, (13) – уравнение Пуассона.

Принятые обозначения: t – время; x – пространственная координата; c – скорость света; e – заряд электрона; m, M – масса электрона и атома; ω – частота лазерного излучения; κ_ν – коэффициент тормозного поглощения; $\nu_{ei}^a, \nu_{en}^a, \nu_{ei}, \nu_{en}$ – частоты упругих столкновений электронов с ионами и нейтралами в атомарном и молекулярном газах; v_e, v_g – тепловые скорости электронов и тяжелых частиц; $I^*, I^+, I^{**}, I_2^+, I_2^+, I_2^{**}$ – энергии возбуждения и ионизации атомов и молекул из основного и электронно-возбужденного состояний; $N_e, N^+, N_2^+, N_3^+, N_4^+, N, N^*, N_2, N_2^+$ – концентрация электронов, атомарных и молекулярных ионов, ионных кластеров, атомов и молекул в основном и первом электронно-возбужденном состо-

ниях; T_e, T_g — поступательные температуры электронов и тяжелых частиц; T_k — колебательная температура молекул; $k^*, k^+, k^{**}, k_2^*, k_2^+, k_2^{**}$ — коэффициенты скоростей возбуждения и ионизации атомов и молекул; k_3^c, k_4^c — коэффициенты скорости реакций конверсии атомарных и молекулярных ионов; $\alpha_2, \alpha_3, \alpha_4$ — коэффициенты скорости диссоциативной рекомбинации молекулярных ионов и ионных кластеров; k_a^a, k_a, k_d, k_d^e — коэффициенты скоростей ассоциации, термической диссоциации и диссоциации электронным ударом; $\beta^*, \beta^+, \beta_2^*, \beta_2^+, \beta_3^c, \beta_4^c$ — коэффициенты скоростей обратных процессов; $\hbar\omega_k, I_d$ — энергии колебательного кванта и диссоциации молекулы азота; k_k — коэффициент скорости колебательного возбуждения молекул; D_i, D_e — коэффициенты диффузии ионов и электронов; κ_g, κ_e — коэффициенты теплопроводности газа и электронов; R — коэффициент отражения лазерного излучения поверхностью мишени, для молибдена $\sim 0,8$; G_0 — интенсивность лазерного потока; G_n — поток излучения, поглощаемого мишенью; G — поток мощности излучения с учетом отражения;

$$G_n = (1 - R)G_0 \exp(-\int \kappa_\nu dx), \quad G = (1 + R)G_0 \exp(-\int \kappa_\nu dx);$$

δ — коэффициент неупругих потерь в молекулярном азоте. В качестве δ использовалась экспериментальная зависимость δ от энергии электронов (2).

Система уравнений (1) — (13) дополняется граничными условиями. На левой границе $x = 0$ (поверхность мишени) задаются величины термоэлектронного тока и температура поверхности. На правой границе $x = L$ (точка по оси x , расположенная вправо от мишени) граничные условия задаются в виде соотношения, связывающего односторонние потоки с функциями. Величина термоэлектронного тока с поверхности молибденовой пластины оценивалась по формуле Ричардсона. Температура поверхности определялась из решения уравнения теплопроводности для полубесконечного тела:

$$x = 0, \quad D_e \frac{dN_e}{dx} = BT_e^2 \exp\left(-\frac{\varphi + \varphi_1}{T_e}\right), \quad T_e = T_g = 2G_n \left(\frac{at}{\pi}\right)^{1/2} / \lambda, \quad \sum_{i=1}^4 N_i^+ = 0,$$

$$U = 0;$$

$$(14) \quad x = L, \quad D_e \frac{dN_e}{dx} = -\frac{1}{2} v_e N_e, \quad \kappa_e \frac{dT_e}{dx} = -\frac{1}{2} v_e N_e T_e, \quad \kappa_g \frac{dT_g}{dx} = -\frac{1}{2} v_g N_g T_g,$$

$$\sum_{i=1}^4 D_i \frac{dN_i^+}{dx} = -\frac{1}{2} \sum_{i=1}^4 v_i N_i^+, \quad U = 0;$$

где B — эмиссионная константа, φ — работа выхода, $\varphi_1 = eU$ — дополнительная работа выхода, обусловленная пространственным зарядом, λ, a — коэффициенты теплопроводности и температуропроводности.

Численное решение краевой задачи (1–13), (14) осуществлялось методом конечных разностей. Предварительно система уравнений (1–13) посредством методов суммарной аппроксимации (3) и метода прямых преобразовывалась в разностную, решение которой определялось с помощью вычислительных алгоритмов Гира (4) и прогонки с итерациями (3). Более подробно методика решения таких задач изложена в (5).

На рис. 1, 2 показаны пространственные профили плотностей $N_e, N^*, N, N_2^*, N_2, N^+, N_2^+, N_3^+, N_4^+$ и температур T_e, T_g, T_k в различные моменты времени, рассчитанные по математической модели (1–14) при $G_0 = 9 \cdot 10^8$ Вт/см². Величины энергий лазерного импульса, используемых в расчетах, не превышают 10 Дж. Падающее справа на молибденовую пластину излучение лазера частично поглощается, частично отражается обратно. Термоэмиссия электронов, обусловленная тепловым

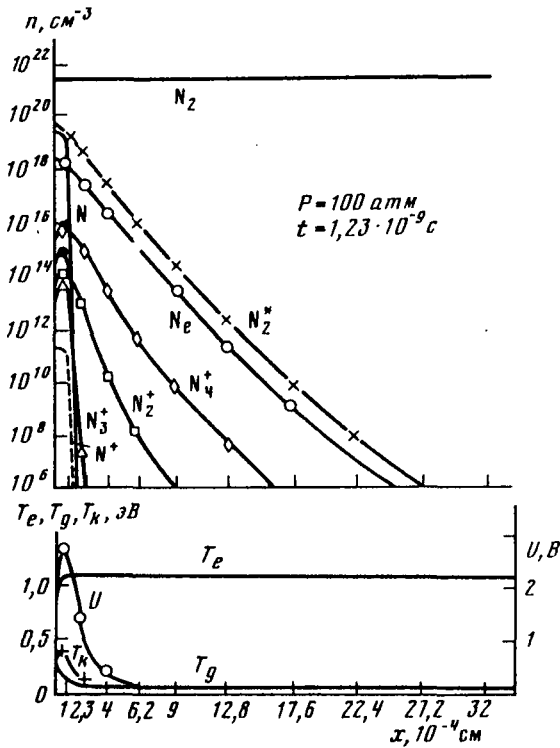


Рис. 1.

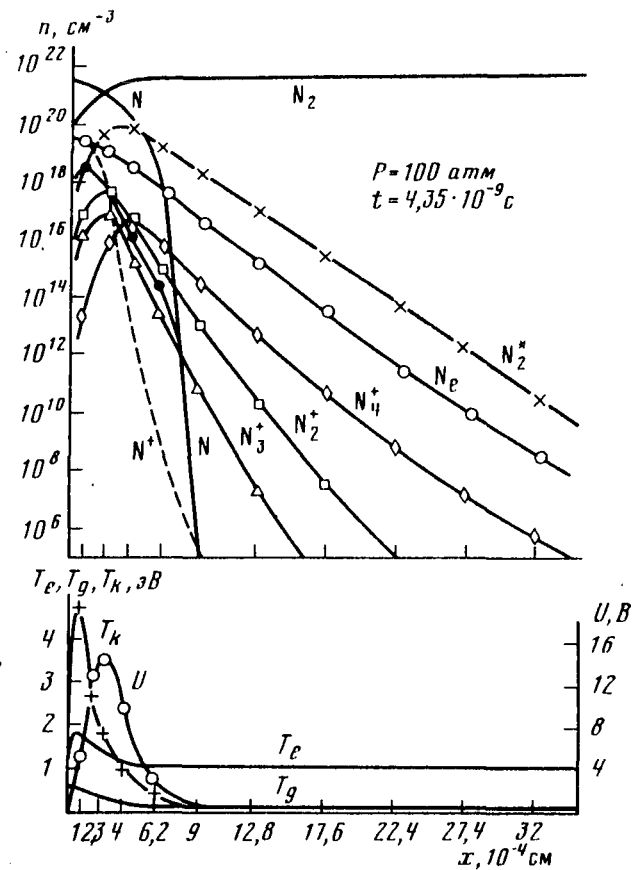


Рис. 2.

воздействием излучения, приводит к образованию электронного облака над мишенью. Сталкиваясь с молекулами, термоэлектроны набирают энергию за счет поглощения световых квантов. Температура T_e очень быстро $t \sim 2 \cdot 10^{-10}$ с устанавливается равной $\sim 1,1$ эВ и не изменяется в дальнейшем вплоть до начала пробоя. Высокое давление газа препятствует уходу электронов на большие расстояния, и поле пространственного заряда создает дополнительную работу выхода термоэлектронам. К моменту времени $t \approx 1,23 \cdot 10^{-9}$ с, $N_e \gg \sum_{i=1}^4 N_i^+$, потенциал прос-

транственного заряда достигает величины $U \sim 3$ В и термоэмиссия полностью прекращается (рис. 1). Под влиянием интенсивно протекающего процесса колебательного возбуждения молекул N_2 T_k возрастает до 3 эВ, что вызывает бурную термическую диссоциацию $\sim 50\%$. Температура T_e вблизи поверхности начинает определяться электрон-нейтральными и электрон-ионными столкновениями в атомарном газе. В точке $x = 0,4$ мкм в результате сравнения частот ν_{ei}^a и ν_{en}^a начинается увеличение T_e , что вызывает повышение скорости ионизации N в этой точке и усиление неравенства $\nu_{ei}^a > \nu_{en}^a$.

Таким образом, момент выполнения равенства $\nu_{ei}^a \approx \nu_{en}^a$ можно считать началом пробоя, т.е. началом развития лавины. Плотность N_e при этом все еще выше плотности N_i^+ на 2–3 порядка. Электронная температура в точке $x = 0,4$ мкм, увеличиваясь, достигает своего максимума $T_e = 1,8$ эВ, а затем начинает медленно спадать за счет уменьшения G , вызванного поглощением лазерного излучения в соседней точке справа, где также начинается лавинообразная ионизация (рис. 2). Причем, в области точки $x = 0,4$ мкм $N_e \sim N^+$. На этом начальную стадию пробоя можно считать завершенной, поскольку к этому мо-

менту времени $t \sim 4,35 \cdot 10^{-9}$ с в пространстве сформировалась локальная область интенсивного поглощения лазерного излучения.

К основным особенностям пробоя молекулярного азота лазерным излучением можно отнести следующее:

пробой при высоких давлениях (100 атм) происходит на расстояниях менее 1 мкм от мишени, т.е. почти на поверхности;

пробой молекулярного азота развивается после его, почти полного, перехода в атомарное состояние;

сравнение полученных значений G и t , необходимых для пробоя, с экспериментальными (¹) дает возможность интерпретировать явление пробоя как пробой в пучке лазерного импульса;

максимальное значение температуры поверхности $\sim 0,4$ эВ указывает на отсутствие развитого испарения вещества с поверхности, так как температура кипения молибдена даже при $P = 1$ атм несколько выше — 0,42 эВ. Таким образом, подтверждается предположение о термозмиссии электронов как об одном из возможных механизмов пробоя плотного холодного газа.

Авторы выражают благодарность акад. А.А. Самарскому и акад. Н.Н. Рыкалину за полезные обсуждения.

Институт прикладной математики им. М.В. Келдыша
Академии наук СССР
Москва

Поступило
21 II 1979

ЛИТЕРАТУРА

- ¹ Н.Н. Рыкалин, А.А. Углов, М.М. Низаметдинов, ЖЭТФ, т. 69, № 2, 722 (1975).
² G.W. Sutton, A. Sherman, Engineering Magnetohydrodynamics, 1965. ³ А.А. Самарский, Теория разностных схем, М., "Наука", 1977. ⁴ C.W. Gear, Comm. Assoc. Mach., v. 14, 185 (1971).
⁵ В.И. Мажукин, Препринт ИПМ № 131, 1978.