

УДК 537.521

ФИЗИКА

Член-корреспондент АН СССР Е. П. ВЕЛИХОВ, И. В. НОВОБРАНЦЕВ,
В. Д. ПИСЬМЕННЫЙ, А. Т. РАХИМОВ, А. Н. СТАРОСТИН

К ВОПРОСУ О КОМБИНИРОВАННОЙ НАКАЧКЕ ГАЗОВЫХ ЛАЗЕРОВ

Комбинированное возбуждение CO_2 -лазеров ⁽¹⁾ (электрическим полем и источником ионизации) явилось не только дополнительным инструментом для изучения механизма работы лазера ⁽²⁾, но и перспективным способом возбуждения генерации в больших объемах газа при высоком давлении.

Использование мощных источников ионизации (сильноточных ускорителей, импульсных реакторов ^(3, 4)) позволяет создать предпосылки для протекания объемного разряда. Однако, как будет показано ниже, такой разряд оказывается неустойчивым. Природа этой неустойчивости носит перегревно-ионизационный характер. Применительно к стационарным диффузным разрядам она анализировалась в ⁽⁵⁾. В работе ⁽³⁾ была предпринята попытка анализа такой неустойчивости применительно к импульсным объемным разрядам. При этом авторы ошибочно линеаризовали систему гидродинамических уравнений в условиях, когда время развития неустойчивости меньше времени установления стационарного состояния, определяемого теплопроводностью газа. (Такой подход был оправдан в случае стационарного разряда ⁽³⁾.) Мы проанализируем развитие разряда под действием внешнего источника ионизации и приложенного электрического поля в ситуации, когда время теплоотвода много больше времени нагрева газа.

Рассмотрим нитеобразную флуктуацию плотности газа, параллельную электрическому полю, которое предполагается постоянным. Пусть характерный размер неоднородности удовлетворяет условиям

$$\lambda_T \ll l \leq c_s \tau_x; \quad (1)$$

здесь c_s — скорость звука, λ_T — характерный размер газовой теплопроводности, τ_x — характерное время развития неустойчивости.

Левое неравенство (1) позволяет пренебречь теплопроводностью поперек токовой нити. В силу правого неравенства (скорость движения газа мала по сравнению со скоростью звука) можно считать давление газа в токовой нитке постоянным. Это позволяет при анализе системы гидродинамических уравнений ограничиться рассмотрением уравнений непрерывности и баланса энергии.

Для упрощения анализа заменим реальную, обычно трехкомпонентную, смесь моделью однокомпонентного молекулярного газа, в котором время передачи энергии от возбужденных молекулярных уровней в тепло мало по сравнению с продолжительностью развития токовых нитей:

$$\partial n / \partial t + n \operatorname{div} \mathbf{v} = 0, \quad (2)$$

$$\frac{\gamma}{\gamma - 1} p \operatorname{div} \mathbf{v} = \Delta \varepsilon n_1 \langle \mathcal{I}_p \nu \rangle; \quad (3)$$

здесь n , p , $\mathbf{v}$ — соответственно концентрация, давление и скорость движения газа, n_1 — концентрация колебательно возбужденных молекул, $\Delta \varepsilon$ —

энергия молекулярного возбуждения; γ — показатель адиабаты; $n\langle\sigma_p v\rangle$ — обратное время релаксации молекулярных возбуждений в тепло.

При записи уравнений (2) и (3) использованы условия (1).

Уравнение, определяющее концентрацию возбужденных молекул, можно записать в виде

$$\partial n_1 / \partial t = n_e n \langle \sigma_{nv_e} \rangle - n_1 n \langle \sigma_p v \rangle; \quad (4)$$

здесь $n\langle\sigma_{nv_e}\rangle$ — частота неупругих электрон-молекулярных соударений.

Концентрация электронов n_e определяется из уравнения

$$\partial n_e / \partial t = q + \alpha(T_e) n n_e - \beta(T_e) n_e^2, \quad (5)$$

где q — скорость рождения электронов внешним ионизатором; α , β — коэффициенты ударной ионизации и рекомбинации соответственно; электронная температура T_e определяется из баланса Джоулева нагрева электронов и потерь на возбуждение молекулярных уровней*

$$e^2 E^2 / (m n \langle \sigma_y v_e \rangle) = \Delta \varepsilon n \langle \sigma_{nv_e} \rangle; \quad (6)$$

здесь $n\langle\sigma_y v_e\rangle$ — частота упругих электрон-молекулярных соударений.

Характер решения системы уравнений (2) — (6) зависит от соотношения продолжительности упругих и неупругих процессов. Поэтому качественно проанализируем эту систему в различных предельных случаях.

Будем рассматривать случай, когда продолжительность установления концентрации электронов мала по сравнению с характерным временем процесса. Это позволяет в уравнении (5) приравнять правую часть нулю. При этом могут реализоваться два предельных случая: 1) $q \gg \alpha n n_e$; 2) $q \ll \alpha n n_e$. В каждом из этих случаев соответственно

$$n_e = (q / \beta(T_e))^{1/2}, \quad (7a)$$

$$n_e = \alpha(T_e) n / \beta(T_e). \quad (7b)$$

Поскольку мы предположили, что продолжительность релаксации молекулярных уровней мала по сравнению с продолжительностью развития неустойчивости, то уравнение (3) с учетом (2) и (6) можно записать в виде

$$\frac{\partial n}{\partial t} = - \frac{\gamma - 1}{\gamma} \frac{e^2 n_e}{m \langle \sigma_y v_e \rangle} \frac{E^2}{p}. \quad (8)$$

Предполагая следующие зависимости:

$$\langle \sigma_y v_e \rangle = \langle \sigma_y v_e \rangle_0 (T_e / T_{e0})^\mu, \quad \langle \sigma_{nv_e} \rangle = \langle \sigma_{nv_e} \rangle_0 (T_e / T_{e0})^\nu;$$

$$q = q_0 (n / n_0)^\delta; \quad \beta = \beta_0 (T_e / T_{e0})^{-\kappa},$$

уравнение (8) с учетом (7a) преобразуем к виду

$$\partial n / \partial t = - A n_0 (n / n_0)^{1/2 \delta + (2\mu - \kappa) / (\mu + \nu)}, \quad (9)$$

где постоянная $A = \frac{\gamma - 1}{\gamma} \cdot \frac{\sigma_0 E^2}{p}$, σ_0 — электронная проводимость газа, отвечающая концентрации электронов, определяемой (7a).

В этих предположениях

$$n_e = B n^{1/2 \delta - \kappa / (\mu + \nu)}, \quad (10)$$

где B — константа, очевидным образом связанная с A из (9).

Решение уравнения (9) есть

$$n = n_0 (1 - s A t)^{4/s}; \quad (11)$$

здесь $s = (\nu - \mu + \kappa) / (\nu + \mu) - 1/2 \delta$; число s порядка единицы. Так, например, если сечение электрон-молекулярных соударений не зависит

* Аналогичное рассмотрение можно провести, когда преобладают упругие потери энергии электронов.

от энергии электронов, то $\nu = \mu = 1/2$. При $\delta = 1$ и $\kappa = 3/2$ (степень температурной зависимости коэффициента диссоциативной рекомбинации) $s = 1$.

В зависимости от знака s решение либо обращается в нуль за конечное время $t = 1/(sA)$ ($s > 0$), либо монотонно убывает ($s < 0$). В обоих случаях характерная продолжительность рассматриваемой неустойчивости *

$$\tau_x \sim \frac{\gamma P}{|s|(\gamma - 1) \epsilon_0 E^2}. \quad (12)$$

При этом, как видно из (10), концентрация электронов может расти или убывать со временем в зависимости от знака $1/2\delta - \kappa / (\mu + \nu)$.

Следует заметить, что с понижением плотности газа концентрация электронов будет определяться уравнениями (7а), (10) лишь до тех пор, пока T_e не вырастет настолько, что ионизация будет определяться электрическим полем по закону (7б).

Рассмотрим теперь случай, когда концентрация электронов с самого начала процесса определяется из (7б)

Если α является степенной функцией температуры в рассматриваемой области, то анализ не отличается от рассмотренного выше. При этом решение с падающей от времени концентрацией электронов, по-видимому, никогда не реализуется, так как коэффициент ионизации α является самой быстрой функцией от T_e , и поэтому $\alpha n / \beta$ растет с уменьшением плотности.

В случае $\alpha(T_e) = \alpha_0 \exp(-I/T_e)$, где I по величине может отличаться от потенциала ионизации, с учетом только экспоненциальной зависимости коэффициентов от n , имеем

$$\frac{\partial n}{\partial t} = -C n_0 \exp\left[-\frac{I}{T_{e0}} \left(\frac{n}{n_0}\right)^{2/(\mu+\nu)}\right], \quad (13)$$

$$C = \frac{\gamma - 1}{\gamma} \frac{e^2 E^2 \alpha_0}{p m \langle \sigma_y v_e \rangle_0 \beta_0}.$$

Решение уравнения (13) с экспоненциальной точностью можно записать в виде

$$n = n_0 \left[\frac{T_{e0}}{I} \ln \left\{ \exp\left(\frac{I}{T_{e0}}\right) - \frac{I}{T_{e0}} C t \right\} \right]^{1/2(\mu+\nu)}. \quad (14)$$

Как видно из (14), характерное время спада концентрации до нуля

$$\tau_x \sim \frac{T_{e0}}{I} \frac{\gamma P}{(\gamma - 1) \epsilon_0 E^2}. \quad (15)$$

В более общем случае вместо T_{e0}/I в (15) следует писать $\partial \ln T_{e0} / \partial \ln \alpha$. Концентрация электронов при этом меняется по закону

$$n_e = n_{e0} / (1 - t/\tau_x).$$

Однако полученными зависимостями можно пользоваться, пока число электронов не возрастет настолько, что снятие энергии с возбужденной молекулы электронами не станет сравнимо с релаксацией по газу. Область, где ударами второго рода пренебречь нельзя, легко рассмотреть аналогичным образом. Но в этом нет необходимости, так как этот процесс не меняет оценок характерного времени развития неустойчивости.

Убедимся, что найденные значения инкремента не противоречат предположенному условию $n \langle \nu \sigma_p \rangle \tau_x > 1$.

* Если линеаризовать исходную систему уравнений, как это сделано в работе (3), то легко получить, что неустойчивость развивается лишь при условии $s > 1$.

В смесях, используемых в CO_2 -лазерах, релаксация молекулярных колебательных уровней определяется гелием. При давлениях газа порядка атмосферы имеем $(^6) n\langle\sigma_p v\rangle = 3 \cdot 10^6 \text{ сек}^{-1}$. Проводимость σ в этих условиях обеспечивается либо внешним источником, либо электрическим полем и обычно порядка $\sim 10^9 - 10^{10}$ ед. CGSE. При значениях E/p , оптимальных для работы CO_2 -лазеров, $\sim 10 \text{ в / (см} \cdot \text{тор)}$, из выражений (12) и (15) получим $\tau_x \sim 10^{-7} - 10^{-5} \text{ сек}$. В случае, когда $n\langle\sigma_p v\rangle\tau_x \leq 1$, характерная продолжительность развития рассмотренной неустойчивости определяется продолжительностью релаксации молекулярных уровней.

В заключение следует заметить, что перегревно-ионизационная неустойчивость обсуждавшегося выше вида может развиваться в начальной стадии сильноточных импульсных разрядов типа пинчей. Это может приводить к разбиению скин-слоя на токовые нити $(^7)$; однако это может быть связано также и с перегривной неустойчивостью, обусловленной выходом излучения $(^8)$.

Научно-исследовательский институт
ядерной физики
Московского государственного университета
им. М. В. Ломоносова

Поступило
28 III 1972

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

- ¹ В. М. Андрияхин, Е. П. Велихов и др., Письма ЖЭТФ, 8, 346 (1968).
² С. А. Голубев, В. Д. Письменский и др., ЖЭТФ, 62, 458 (1972). ³ Н. Г. Басов, Э. М. Беленов и др., Письма ЖЭТФ, 14, 121 (1971). ⁴ В. М. Андрияхин, Е. П. Велихов и др., Письма ЖЭТФ, 15, № 11 (1972). ⁵ G. Esker, W. Kröll, O. Zöller, Phys. Fl., 7, 2001 (1964). ⁶ R. L. Taylor, S. Bitterman, Rev. Mod. Phys., 41, 26 (1969). ⁷ Н. Ф. Кварцхава, Ю. М. Матвеев, Э. Ю. Хаугиев, Nuclear Fusion, 11, 349 (1971). ⁸ В. Д. Письменный, А. Т. Рахимов, ДАН, 196, 562 (1971).