

УДК 537.521

ИОНИЗАЦИОННЫЕ ВОЛНЫ В РАЗРЯДЕ В ГЕЛИИ ПРИ СРЕДНИХ ДАВЛЕНИЯХ

Ю. Б. Голубовский, В. И. Колобов, В. В. Куликов

Выполнено экспериментальное исследование ионизационных волн в гелии в разряде при средних давлениях. Обнаружено, что распространение волн сопровождается существенными колебаниями радиальных распределений зоны ионизации и концентрации электронов, а также колебаниями температуры нейтрального газа.

Предложен механизм возникновения и распространения этих волн. Локальный рост концентрации плазмы ведет к локальному разогреву нейтрального газа и росту частоты ионизации. Сжатие радиального профиля при росте концентрации плазмы на оси уменьшает стабилизирующий фактор, связанный с колебаниями поля при постоянном токе, а колебания температуры газа обеспечивают раскачку волн.

Контракция разряда в инертных газах при средних давлениях сопровождается возникновением двумерных ионизационных волн (волн сжатия). В неоне и аргоне эти волны были подробно исследованы в работах [1-3]. Необходимым условием раскачки волн является уменьшение сечения токового шнура при росте концентрации плазмы на оси. Сжатие шнура в этих газах происходит из-за нелинейной зависимости частоты ионизации от концентрации плазмы и объемного механизма рекомбинации.

В разряде в гелии в сходных условиях также скачкообразно возникают ионизационные волны. Природа их должна быть иной по двум причинам. Во-первых, нелинейная зависимость частоты ионизации от концентрации электронов, характерная для других инертных газов в рассматриваемых условиях, в гелии является слабой. Во-вторых, объемная рекомбинация играет малую роль, что не приводит к образованию узкого токового шнура.

В данной статье приводятся результаты экспериментального исследования ионизационных волн в разряде в гелии при средних давлениях. Обнаружено, что распространение волн сопровождается сильными колебаниями радиальных распределений зоны ионизации и концентрации плазмы аналогично волнам сжатия в контрагированном разряде в других инертных газах. В отличие от волн в неоне и аргоне [1-3] для раскачки волн в гелии оказываются существенными локальные возмущения температуры нейтрального газа, которые также обнаружены экспериментально.

1. Результаты экспериментального исследования

Эксперименты проводились при давлениях $pR=80\div 250$ Тор·см и токах $i/R=100\div 200$ мА/см в трубках радиуса $R=2.5$ см и длины $L_1=60$ см, $L_2=80$ см.

При достижении критических значений давления, тока и температуры стенки разрядной трубки аксиально-однородный положительный столб скачкообразно переходит в новое состояние с ярко выраженными нелинейными волнами. Скачок сопровождается уменьшением среднего по периоду волны электрического поля в столбе и температуры нейтрального газа при постоянстве тока разряда. На рис. 1 приведена временная развертка яркости линейчатого

излучения и тормозного континуума на оси разряда. Наблюдаются сильные колебания интенсивности линейчатого излучения и континуума. Сдвиг фаз между свечением континуума и линий мал, глубина модуляции континуума заметно меньше, чем линий. Свечение линий сосредоточено в узких пиках, за пределами которых спадает на два порядка.

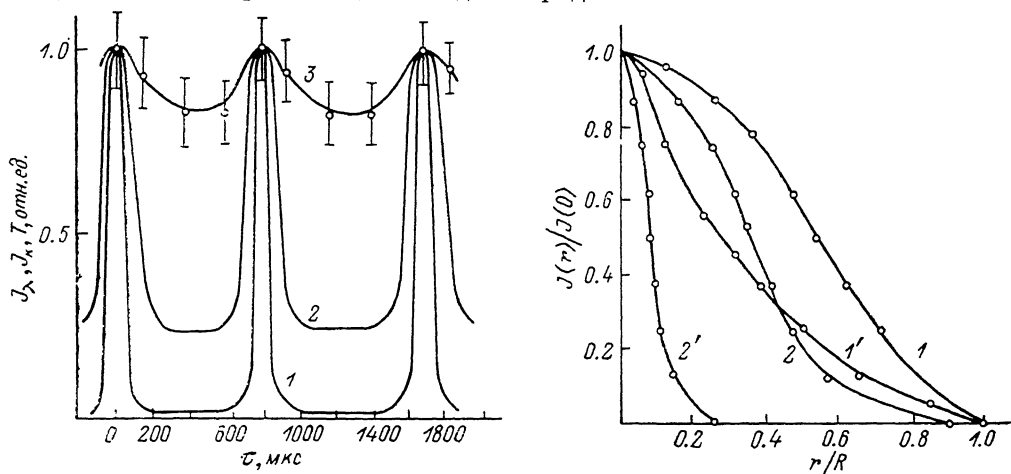


Рис. 1. Временная зависимость яркости линейчатого излучения $\lambda=5876 \text{ \AA}$ (1), тормозного континуума $\lambda=4250 \text{ \AA}$ (2) и температуры газа (3). $pR=150 \text{ Тор}\cdot\text{см}$, $i/R=140 \text{ мА/см}$.

Рис. 2. Радиальные распределения интенсивности тормозного континуума (1, 1') и линейчатого излучения (2, 2') в максимуме (штрихи) и минимуме страты.

На рис. 2 приведены радиальные распределения свечения линий и континуума в максимуме и минимуме страты. Видно, что линейчатое излучение локализовано вблизи оси в максимуме страты и заметно расплывается в минимуме. Радиальные распределения тормозного континуума также заметно изменяются вдоль страты. Можно считать, что в первом приближении распре-

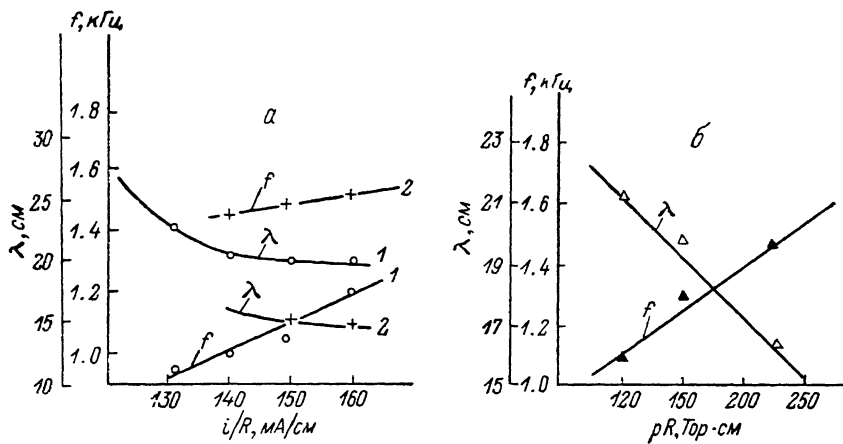


Рис. 3. Зависимость длины волны и частоты от условий разряда: а — $pR=120$ (1) и $200 \text{ Тор}\cdot\text{см}$ (2); б — $i/R=150 \text{ мА/см}$.

деление источников ионизации совпадает с распределением свечения линий, а профиль концентрации плазмы — с распределением свечения континуума. Из рис. 1, 2 следует, что зона ионизации локализована в узких пиках по оси и по радиусу, в то же время резкого шнурования зоны протекания тока в гелии не наблюдается в отличие от других инертных газов.

Обнаружены небольшие колебания температуры газа $\sim 10 \div 20 \%$ (рис. 1, 3), измеренные по разрешенной вращательной структуре молекулы гелия [4].

Сдвиг фаз между колебаниями температуры газа и колебаниями концентрации плазмы на оси мал.

Зависимости частот и длин волн от давления и тока приведены на рис. 3. Волны движутся от анода к катоду со скоростью ~ 220 м/с, слабо зависящей от условий разряда.

При изменении условий разряда длина стратифицированного положительного столба изменяется так, чтобы на длине столба укладывалось целое число длин волн (рис. 4).

2. Обсуждение результатов

Можно считать давление газа постоянным, так как скорость исследуемых волн почти в пять раз меньше скорости звука в гелии, равной $\sim 10^3$ м/с. При этом для описания волн можно использовать уравнения баланса концентрации плазмы n и температуры нейтрального газа T при условиях постоянства давления p и тока i

$$\begin{aligned} \partial n / \partial t &= D \Delta n + n \nu_i (E/N), \\ \partial T / \partial t &= \chi \Delta T + W(n), \end{aligned} \quad (1), (2)$$

$$p = NT = \text{const},$$

$$i = 2\pi e b_e E \int_0^R n(r) r dr = \text{const} \quad (3), (4)$$

D — коэффициент амбиполярной диффузии, ν_i — частота ионизации, χ — температуропроводность газа, $W(n) = jE/C_p$ — мощность источника нагрева газа на один атом, E — электрическое поле, b_e — подвижность электронов.

Рис. 4. Зависимость длины столба L от тока в стратифицированном режиме.

1 — $pR=120$ Тор·см, $n=2$; 2 — 200, 3. n — число длины волн, укладывающихся на длине столба.

Радиус зоны ионизации r_i определяется радиальными спадами концентрации плазмы и частоты ионизации. Вблизи оси

$$n \nu_i = n_0 \nu_0 (1 - (r/r_n)^2 - (r/r_v)^2),$$

где $r_n = 2\sqrt{D/\nu_0}$ — характерный масштаб спада концентрации плазмы на оси; $r_v = \sqrt{2\varepsilon_1/T_e} r_T$ — характерный масштаб спада частоты ионизации за счет спада температуры газа; ε_1 — потенциал возбуждения; $T_e \sim (E/N)^2$ — температура электронов, необходимая для расчета ионизации; $r_T = (4\chi T_0 C_p / j_0 E)^{1/2}$ — характерный масштаб спада температуры газа. В случае, когда $r_v < r_n$, имеет место

$$r_i^2 = r_n^2 (1 - r_v^2/r_n^2). \quad (5)$$

При изменении n , T , E радиус зоны ионизации меняется. Считая $\tilde{E} \ll \tilde{T} \ll \tilde{n}$ (тильдой обозначены относительные возмущения параметров), получим

$$\tilde{r}_i^2 \approx \tilde{r}_v^2 + \left(\frac{r_v}{r_n}\right)^2 \tilde{r}_n^2 = -\tilde{n} - \frac{\varepsilon_1}{T_e} \left(\frac{r_v}{r_n}\right)^2 \tilde{T}. \quad (6)$$

При узкой зоне ионизации радиальное распределение концентрации плазмы имеет вид

$$n(\rho) = \begin{cases} n_0 J_0(x\rho) & \text{при } 0 < \rho < \rho_i, \\ a \ln \rho & \text{при } \rho_i < \rho < 1, \end{cases} \quad (7)$$

где $\rho_i = r_i/R$. При $\rho_i \ll 1$

$$i \approx -2\pi e b_e R^2 E n_0 / \ln \rho_i. \quad (8)$$

Для длинных волн $\lambda \gg R$ возмущения поля определяются изменением проводимости токового шнура при постоянстве тока разряда. Варьируя (8) при условии $i = \text{const}$, получим

$$\vec{E} = -\tilde{n} + \tilde{\rho}_i / \ln \rho_i. \quad (9)$$

Если бы радиус зоны ионизации не менялся, то поле колебалось бы в противофазе с концентрацией плазмы на оси. За счет изменения радиуса зоны ионизации при возмущениях n_0 , T_0 амплитуда возмущений поля уменьшается. При достаточной амплитуде возмущений температуры газа колебания поля будут малы, когда выполняется

$$-\ln \rho_i = 1 + \frac{\varepsilon_1}{T_e} \left(\frac{r_v}{r_n} \right)^2 \frac{\tilde{T}}{\tilde{n}}. \quad (10)$$

Линеаризуя (1), (2) относительно длинноволновых возмущений вида $\exp \times (\gamma t - ikz)$ при $kR \ll 1$, полагая, что поле в (1) складывается из токового и амбиполярного, считая $\vec{E} \ll \tilde{T} \ll \tilde{n}$, получим

$$\gamma \tilde{n} = \frac{\hat{\nu}_i}{\tau_i} (\tilde{T} + \vec{E}) + \frac{\hat{\nu}_i}{\tau_i} ik \lambda_T \tilde{n}, \quad \gamma \tilde{T} = \tilde{n} / \tau_T, \quad (11), (12)$$

где характерное время ионизации $\tau_i = \nu_0^{-1} \approx r_n^2 / D$; характерное время нагрева газа $\tau_T = C_p T_0 / j_0 E \sim r_n^2 / \chi$; длина энергетической релаксации электронов $\lambda_T = T_e / e E$; $\hat{\nu}_i = \partial \ln \nu_i / \partial \ln (E/N)$. Последний член в (11) обусловлен амбиполярным полем $E_a = -(T_e / e) \nabla \ln n$, которое мало при $k \lambda_T \ll 1$. При выполнении условия (10) колебания поля малы и инкремент нарастания возмущений, как следует из (11), (12), оказывается равным $\gamma \sim (\hat{\nu}_i / \tau_i \tau_T)^{1/2}$ и $\tilde{T} / \tilde{n} = (\tau_i / \tau_T \hat{\nu}_i)^{1/2} \ll 1$. Наличие амбиполярного поля приводит к распространению длинноволновых возмущений со скоростью $v = \omega / k \sim \hat{\nu}_i \lambda_T / \tau_i$. Численные оценки для условий $pR \sim 100$ Тор · см и $T_e \sim 2$ эВ дают следующие значения: $\tau_i \sim 10^{-4}$ с, $\tau_T \sim 10^{-3}$ с, $\lambda_T \sim 0.2$ см, $\gamma \sim 10^3$ с $^{-1}$, $v \sim 10^4$ см/с.

Наблюдаемые в эксперименте волны существенно нелинейны по концентрации и ионизации. Ионизация происходит в узких (по сравнению с длиной волны и радиусом трубки) пиках на оси разряда (рис. 1, 2). Плотность источников ионизации представим в виде

$$nv_i = I_0 \delta(\rho) \sum_{m=-\infty}^{\infty} \delta(z - vt - m\lambda), \quad (13)$$

где v — скорость, λ — длина волны. Пренебрегая продольной диффузией при условии $v \gg D / \lambda$, получим концентрацию плазмы по обе стороны от зон ионизации в виде

$$n_+(\rho) = n_0 J_0(x_1 \rho) + \frac{I_0}{v} \delta(\rho), \quad n_-(\rho) = n_0 J_0(x_1 \rho), \quad (14), (15)$$

где n_+ — концентрация за зоной ионизации, n_- — перед зоной ионизации, $x_1 = 2.405$. Концентрация на оси n_0 определяется током разряда. При $I_0 / v \ll n_0$

$$i \approx -2\pi e b_e R^2 E n_0 J_1(x_1) / x_1. \quad (16)$$

Вне областей ионизации происходит распад плазмы за счет диффузии на стенки трубки. На малых расстояниях от пика ионизации образовавшийся пик концентрации рассасывается по закону

$$n(\rho, z) = \frac{I_0}{4\pi D z} \exp\left(-\frac{R^2 v}{4D z} \rho^2\right) + n_0 J_0(x_1 \rho). \quad (17)$$

Концентрация на оси падает как $1/z$. При $z \sim R^2 v / 4D \gg R$ радиальный профиль концентрации приближается к $J_0(x_1 \rho)$ и дальнейший распад плазмы ведет к росту поля и новому всплеску ионизации. Условие $\lambda \sim R^2 v / 4D$ определяет длину нелинейной волны. Как и для одномерных нелинейных волн

в разряде низкого давления [5], длина двумерной волны оказывается пропорциональной скорости ее движения. Если при уменьшении давления скорость остается постоянной, то длина волны должна увеличиваться, а частота уменьшаться, что и наблюдается в эксперименте (рис. 3). Характерное значение длины волны для $pR \sim 100$ Тор·см оказывается равным $\lambda \sim 30$ см.

Таким образом, оценки для скорости распространения линейных возмущений и длины нелинейных волн хорошо коррелируют с экспериментальными данными, что указывает на справедливость предлагаемого механизма распространения волн.

Литература

- [1] Голубовский Ю. Б., Некучаев В. О. ЖТФ, 1982, т. 52, № 5, с. 858—867; 1983, т. 53, № 3, с. 474—487; 1983, т. 53, № 8, с. 1470—1473.
- [2] Голубовский Ю. Б., Куликов В. В., Некучаев В. О. и др. РИЭ, 1985, т. 30, № 6, с. 1159—1163.
- [3] Голубовский Ю. Б., Колобов В. И., Пендин Л. Д. ЖТФ, 1986, т. 56, № 1, с. 54—60.
- [4] Голубовский Ю. Б., Куликов В. В., Лавров Б. П. и др. ТВТ, 1986, т. 24, № 1, с. 21—25.
- [5] Недоспасов А. В. ЖТФ, 1958, т. 28, № 1, с. 173—177.

Ленинградский государственный
университет им. А. А. Жданова

Поступило в Редакцию
26 апреля 1987 г.