

КОСМИЧЕСКАЯ ПЛАЗМА

ХОЛОДНЫЙ АТМОСФЕРНЫЙ ГАЗОВЫЙ РАЗРЯД

А.Г. Боев¹, Н.Н. Ясницкая²

¹Радиоастрономический институт НАН Украины, Харьков, Украина

E-mail: boev@ira.kharkov.ua

²Национальный политехнический университет, Харьков, Украина

Показано, что в относительно сухом атмосферном воздухе при нормальном и более низком давлении возможно существование газового разряда с холодной нейтральной компонентой и горячими электронами. Область существования разряда определяется балансом процессов ионизации электрическим полем атомов азота и прилипания электронов к атомам воды и кислорода. Разряд может существовать только при значениях относительной влажности $w \leq 10^{-2}$ и значениях параметра E/p , определяющего пороговую напряженность электрического поля E при заданном давлении p . При нормальном давлении пороговое поле составляет величину 4,65 кВ/см. Расчет параметров плазмы разряда проведен в условиях локального баланса температур и концентрации заряженных частиц.

PACS: 52.80.-s

1. ПОРОГОВОЕ ПОЛЕ

Атмосферный воздух имеет сложный химический состав. По объему состоит примерно из 78% молекулярного азота, 21% молекулярного кислорода, 1% инертных газов, паров воды [1]. Количество воды, находящейся в сухом атмосферном воздухе, будем характеризовать относительной влажностью w (далее влажностью), определяемой как отношение массы воды к массе сухого воздуха в единице объема. Относительная влажность для облаков различных типов изменяется в пределах $10^{-4} \dots 10^{-2}$, для туманов $w \leq 10^{-4}$ [2]. В электрическом поле все эти компоненты диссоциируют, возбуждаются и ионизируются "нагретыми" электронами. Однако, как показывает эксперимент [3], частота ионизации воздуха почти совпадает с частотой ионизации молекулярного азота. Это объясняется его большим процентным составом в воздухе, достаточно большим потенциалом диссоциации (9.75 эВ) и относительно малым потенциалом возбуждения (6.1 эВ).

Последний определяет количество электронов в "хвосте" функции распределения, способных ионизовать атомы и молекулы [4]. Это подтверждается и теоретическим анализом частот ионизации молекулярного кислорода, атомарного кислорода и азота при степени ионизации от 1 до 100%. В связи с этим, в дальнейшем будем считать, что в процессе ионизации участвуют только атомы азота.

Частота ударной ионизации молекулярного азота и зависимость электронной температуры от E/p имеет вид:

$$v_{i3} \frac{JE}{p} = 7.66 \cdot 10^8 p^{1/2} \frac{JE}{E} \exp(-79 \frac{p}{E}).$$

При написании этого выражения использована общая формула для частоты ионизации при $kT_e \ll \epsilon_*$ (k – постоянная Больцмана, T_e – электронная температура, ϵ_* – потенциал ионизации) [4]. При вычислении числового множителя в правой части ее использованы значения потенциала ионизации $\epsilon_1 = 15.58$ эВ, сечения ионизации при энергии электронов $\epsilon = 2\epsilon_1$ [5], данные о соотношении упругих и неупругих частот столкновений и фундаментальные физические постоянные. Здесь и далее давление p измеряется в мм. рт. столба, а напряженность электрического поля в вольтах на сантиметр.

Присутствие воды и кислорода в атмосфере определяют процесс прилипания электронов к молекулам и атомам. Молекулярный азот и инертные газы в этом процессе не участвуют, так как обладают отрицательной энергией сродства к электрону [6,5]. Теоретическое описание процесса прилипания электронов к атомам и молекулам в такой сложной среде сильно затруднено, поэтому далее будут использоваться известные экспериментальные данные о зависимостях эффективностей (вероятностей) прилипания электронов от параметра E/p в сухом воздухе и парах воды [7,8,2]. Частота прилипания влажного воздуха v_s определится как сумма эффективностей прилипания электронов в сухом воздухе $h_{s,A}$ и парах воды $h_{s,V}$ следующим образом [7]:

$$v_s \left(\frac{E}{p}, w \right) = v_c \left\{ h_{s,A} \left(\frac{E}{p} \right) + w \cdot h_{s,V} \left(\frac{E}{p} \right) \right\},$$

где v_c – частота упругих столкновений.

На Рис.1 представлены интерполяционные зависимости $h_{s,A}$ и $10^{-3}h_{s,V}$ от параметра E/p , построенные по данным экспериментов [3,7].



Рис.1. Зависимости вероятностей прилипания электронов в сухом воздухе (слева) и паров воды (справа)

Интерполяционные формулы для вероятностей прилипания: для сухого воздуха

$$h_{s,A} \frac{JE}{p} = 10^{-6} \left\{ 29.583 - 12.502 \frac{JE}{p} + 1.960 \frac{J^2 E^2}{p^2} - 0.146 \frac{J^3 E^3}{p^3} + 0.006 \frac{J^4 E^4}{p^4} - 1.251 \cdot 10^{-4} \frac{J^5 E^5}{p^5} + 1.389 \cdot 10^{-6} \frac{J^6 E^6}{p^6} - 6.208 \cdot 10^{-9} \frac{J^7 E^7}{p^7} \right\},$$

для паров воды

$$h_{s,v} \left(\frac{E}{p} \right) = 10^{-4} \left\{ 15.237 - 2.931 \cdot \left(\frac{E}{p} \right) + 0.273 \cdot \left(\frac{E}{p} \right)^3 + 6.619 \cdot 10^{-4} \left(\frac{E}{p} \right)^4 \right\} .$$

Кроме процесса прилипания, в воздухе существуют и процессы рекомбинации.

Электрическое поле греет, возбуждает и ионизует воздух, создавая плазму, свойства которой определяются напряженностью электрического поля, давлением, химическим составом среды. Плазма находится в магнитном поле Земли. Влиянием его на нагрев и ионизацию плазмы будем в дальнейшем пренебрегать, так как при атмосферном давлении циклотронные частоты заряженных частиц малы по сравнению с их эффективными частотами столкновений. Малы по сравнению с масштабами неоднородности электрического поля и длины диффузии и теплопроводности заряженных частиц [4]. Нагрев тяжелых частиц плазмы (ионов, атомов и молекул) также учитываться не будет. Их температуры будут считаться совпадающими с температурой T_0 невозмущенной атмосферы. В этих условиях термодинамическое состояние электронной компоненты плазмы будет описываться уравнениями локального баланса [4,9]:

$$\frac{T_e}{T_0} - 1 = \frac{E^2}{E_p^2}, \quad \{v_I(T_e) - v_S\} n - \rho_R n^2 + A = 0.$$

Здесь n – концентрация и температура электронов, E – напряженность электрического поля, $v_I(T_e)$ и v_S – частоты ударной ионизации и прилипания электронов к молекулам, A – скорость образования электронов под действием солнечного ультрафиолета, ρ_R – коэффициент рекомбинации. Для воздуха наиболее сильной является диссоциативная рекомбинация с коэффициентом [3]:

$$\rho_R = 1.7 \cdot 10^{-7} \text{ см}^3/\text{с}.$$

Выше в уравнениях плазменное поле E_p определяется следующей формулой [10]:

$$E_p = 4.2 \cdot 10^{-10} v_e (\delta T_0)^{1/2}, \text{ В/см}.$$

Здесь δ – средняя доля энергии, теряемой электроном при столкновении с атомом. Для воздуха $\delta = 3.5 \cdot 10^{-5}$ [6]. Эффективная частота столкновений электрона в воздухе определяется следующей формулой [3-5]:

$$v_e = 4.3 \cdot 10^7 T_e^{1/2} p.$$

В итоге, для температуры и концентрации электронов получим следующие выражения:

$$\frac{T_e}{T_0} \approx 3 \frac{\text{ж} E \text{ц}}{\text{и} p \text{ш}}, \quad \frac{T_e}{T_0} \gg 1, \quad n_0 = \sqrt{\frac{A}{\rho_R}},$$

$$n = \frac{v_I(T_e) - v_S}{2\rho_R} + \sqrt{\left(\frac{v_I(T_e) - v_S}{2\rho_R} \right)^2 + n_0^2}.$$

Здесь n_0 – концентрация электронов, создаваемых солнечным ультрафиолетом.

Зависимости плазменного поля и частоты упругих столкновений от параметра E/p могут быть представлены в следующем виде:

$$E_p = 0.56 p \frac{\text{ж} E \text{ц}^{1/2}}{\text{и} p \text{ш}}, \quad v_e = 1.29 \text{ц} 10^{10} p \frac{\text{ж} E \text{ц}}{\text{и} p \text{ш}}.$$

Анализ показывает, что увеличение концентрации электронов атмосферы под действием электрического поля происходит только при выполнении условия: $v_I(T_e) - v_S \geq 0$.

Здесь знак равенства определяет пороговое значение E_c напряженности электрического поля (пороговое поле), начиная с которого происходит ионизация атмосферы. В поле с напряженностью, меньшей порогового значения, процесс прилипания доминирует, и газовый разряд существовать не может. При $E \gg E_c$ процесс прилипания становится несущественным и разряд переходит в рекомбинационный режим горения (рекомбинационный режим). Концентрация электронов при этом равна

$$n \approx v_I(T_e) / \rho_R.$$

Уравнение, определяющее пороговое поле E_c как функцию давления и относительной влажности, приводится к следующему виду:

$$\left\{ h_{s,A} \left(\frac{E_c}{p} \right) + w h_{s,v} \left(\frac{E_c}{p} \right) \right\} \left(\frac{E_c}{p} \right) = 5.93 \cdot 10^{-2} \exp(-79 \frac{p}{E_c}).$$

На Рис.2 изображена область существования разряда на плоскости параметров E/p и w . Она ограничена сверху и снизу двумя кривыми, на которых частоты ионизации и прилипания совпадают. Нижняя кривая связана, согласно Рис.1 с процессом прилипания в сухом воздухе. Она определяет зависимость от давления и влажности порогового поля E_c , выше которого частота ионизации становится больше частоты прилипания. Верхняя кривая определяет зависимость от давления и влажности граничного значения электрического поля E_g , при котором процесс прилипания электронов к молекулам воды доминирует над процессом ионизации. Существование двух границ разряда связано с сильным влиянием влажности на процесс прилипания.

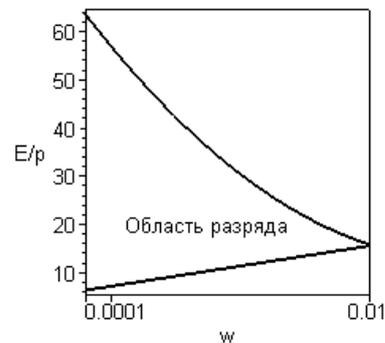


Рис.2. Область существования разряда

Как видно из Рис.2, область существования разряда сильно сужается с увеличением влажности, так что он существует только при значениях влажности w

$\leq 10^{-2}$. При больших значениях водности частота прилипания больше частоты ионизации при всех значениях E/p . При $w \leq 10^{-4}$ пары воды в процессе прилипания роли не играют, и пороговое поле определяется только прилипанием в сухом воздухе. Величина параметра E/p при этом минимальна и равна 6.2 В/см·мм.рт.ст., что при давлении 750 мм.рт.ст. соответствует минимальной пороговой напряженности электрического поля $E_c = 4.65$ кВ/см.

Верхняя граница области разряда при меньших значениях водности отсутствует, так как частота ионизации превышает частоту прилипания при всех значениях E/p , больших критического. С ростом водности пороговое значение параметра E/p увеличивается от 6.2 до 18.8 В/см·мм.рт.ст., что при атмосферном давлении соответствует увеличению порогового поля от 4.65 до 14.1 кВ/см.

2. ПАРАМЕТРЫ ПЛАЗМЫ РАЗРЯДА

На Рис.3 представлена область допустимых электронных температур в разряде при давлении 750 мм.рт.ст.

Пороговая температура электронов с ростом водности изменяется от 0.5 до 1.5 эВ. При значениях водности $w \leq 10^{-4}$ верхняя граница температур отсутствует.

На Рис.4 представлены зависимости концентрации заряженных частиц от параметра E/p при различных значениях водности. Видно, что кривые, описывающие эти зависимости при $w > 10^{-4}$, подобны друг другу. Они резко обрываются на граничных значениях параметра E/p и имеют максимумы внутри области существования разряда.

Максимальные значения концентрации увеличиваются от 10^{14} до 10^{16} см $^{-3}$ с уменьшением водности от значения $w = 10^{-3}$. Кривая, соответствующая водности $w = 10^{-4}$, верхней границы по E/p не имеет.

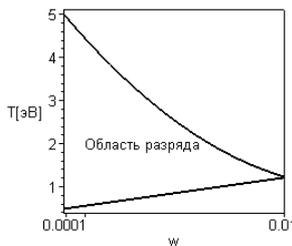


Рис.3. Область изменения электронной температуры в разряде

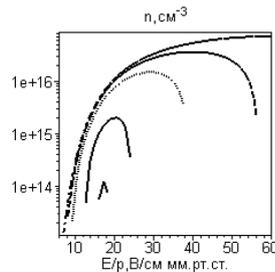


Рис.4. Концентрация электронов плазмы разряда. Кривые (сверху вниз) соответствуют значениям водности 0.0001, 0.001, 0.002, 0.005, 0.01

Здесь концентрация монотонно, хотя и медленно, растет до значения $\sim 10^{17}$ см $^{-3}$.

Таким образом, разряд характеризуется большими значениями концентрации заряженных частиц. Тем не менее, они на два-четыре порядка меньше концентрации заряженных частиц в молниевом разряде [11].

Используя найденные параметры плазмы, трудно найти и ее проводимость [4]

$$\sigma = e^2 n / m v_c,$$

где e и m – соответственно, заряд и масса электрона, частота упругих столкновений определена выше.

На Рис.5 представлены зависимости проводимости при нормальном давлении $p = 750$ мм.рт.ст. от параметра E/p для различных значений водности.

Видно, что они могут достигать достаточно больших значений. На Рис.6 приведены плотности тока, соответствующие напряженностям электрического поля во всей области существования разряда.

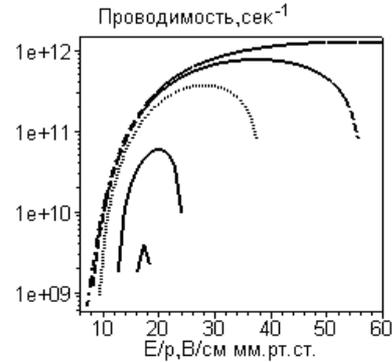


Рис.5. Проводимость плазмы разряда. Кривые (сверху вниз) соответствуют значениям водности, соответственно, 0.0001, 0.001, 0.002, 0.005, 0.01

Аналогичные изменения характерны и для остальных свойств плазмы разряда. В неоднородном электрическом поле это свойство полей разряда будет приводить к существованию у него резкой пространственной границы. Следует отметить очень резкое изменение плотности тока вблизи порогового значения параметра E/p .

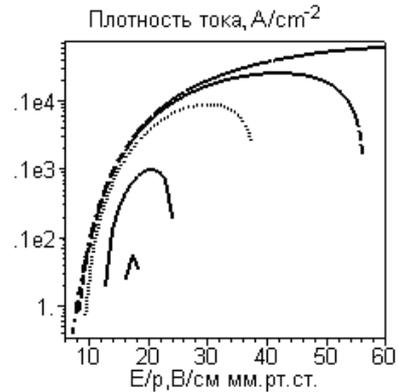


Рис.6. Плотности тока в плазме разряда. Кривые (сверху вниз) соответствуют значениям водности, соответственно, 0.0001, 0.001, 0.002, 0.005, 0.01

Детальное поведение плотности тока вблизи порогового E_c для значения водности $w = 10^{-4}$ и при нормальном давлении приведено на Рис.7.

На Рис.8 приведены зависимости порогового поля от водности для различных высот для изотермической атмосферы [9]. Видно, что минимальное пороговое поле на высоте 7 км понижено более чем в два раза, а поле, соответствующее водности 10^{-2} , на этой высоте уменьшилось почти до значения порогового поля сухого воздуха.

3. ХОЛОДНЫЙ ИЗЛУЧАЮЩИЙ РАЗРЯД

Важнейшей качественной характеристикой газового разряда является распределение затрат энергии электрического поля на различные кинетические процессы: упругие столкновения, возбуждение и ионизацию атомов и молекул, ускорение вторичных электронов.

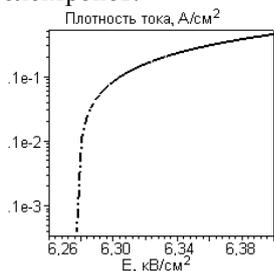


Рис.7. Зависимость плотности тока от напряженности электрического поля вблизи порогового значения параметра E/p , $w=10^{-4}$, $p=750$ мм.рт.ст

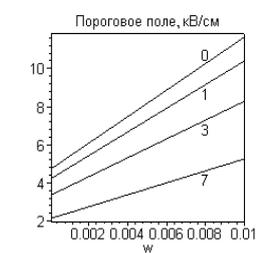


Рис.8. Зависимость порогового поля от влажности для различных высот (указаны цифрами в км) изотермической атмосферы

Согласно имеющимся экспериментам [12] и расчетам [напр.,14], при значениях параметра $E/p < 1$ практически вся энергия электрического поля тратится на упругие столкновения и, следовательно, на нагрев нейтральной компоненты плазмы. Примером такого разряда является дуговой разряд при атмосферном давлении. При значениях E/p от 3 до 10 на излучение тратится почти 90% энергии поля. На нагрев нейтрального газа тратится лишь несколько процентов ее. Примером могут служить разряды низкого давления в лампах дневного света. При значениях E/p от 10 до 100, потери на излучение, по-прежнему преобладают, однако, существенными становятся потери на ионизацию (до 30%) и ускорение вторичных электронов (до 20%). Потерь энергии на нагрев газа при этом почти нет.

Достаточно большие значения параметра E/p , при которых может существовать описанный выше разряд, позволяют утверждать, что он должен быть холодным, сильно излучающим разрядом.

Свечение такого разряда должно характеризоваться широкой гаммой цветов от красно-кирпично-

го до голубого. Цвета этого излучение соответствуют красным линиям атомарного кислорода (7156 и 6300 Å), зеленым линиям атомарного азота N, окиси NO и двуокиси NO₂ азота, молекулярного азота N₂ и его иона N₂⁺, голубым линиям атомарного азота и ионов O⁺, N₂⁺ с длинами волн от 4305 до 4803 Å. Потенциалы возбуждения всех этих линий лежат в интервале энергий от 1.65 до 2.95 эВ. При большой плотности тока разряд должен иметь фиолетовое отенение и линии молекулярных азота и кислорода в ультрафиолете (до 2500 и 1900 Å) [14].

ЛИТЕРАТУРА

1. Б.В. Некрасов. *Учебник общей химии*. М.: "Госхимиздат", 1963, 496 с.
2. Л.Т. Матвеев. *Курс общей метеорологии*. Ленинград: "Гидрометеиздат", 1976, 640 с.
3. С. Браун. *Элементарные процессы в плазме газового разряда*. М.: "Госатомиздат", 1961, 324 с.
4. В.Е. Голант, А.П. Жилинский, С.А. Сахаров. *Основы физики плазмы*. М.: "Атомиздат:", 1977, 384 с.
5. Дж. Хастед. *Физика атомных столкновений* М.: "Мир", 1965, 712 с.
6. И. Мак-Даниэль. *Процессы столкновений в ионизованных газах*. М.: "Мир", 1967, 832 с.
7. А. Мак-Дональд. *Сверхвысокочастотный пробой в газах*. М.: "Мир", 1969, 212 с.
8. *Облака и облачная атмосфера. Справочник*. Под ред. И.П. Мазина и А.Х. Хргиана. Ленинград: "Гидрометеиздат", 1989, 648 с.
9. А.В. Гуревич, А.Б. Шварцбург. *Нелинейная теория распространения радиоволн в ионосфере*. М.: "Наука", 1973, 272 с.
10. В.Л. Гинзбург. *Распространение электромагнитных волн в плазме*. М.: "Наука", 1967, 684 с.
11. М. Юман. *Молния*. М.: "Мир", 1972, 328 с.
12. Г. Месси, Е. Бархоп. *Электронные и ионные столкновения*. М.: "ИЛ", 1958, 604 с.
13. А.В. Прокопов, А.Г. Боев, А.П. Моторненко. К теории импульсного СВЧ-разряда при высоких давлениях газа // *ЖТФ*. 1976, т.46, №11, с.2250-2261.
14. Р. Пирс, А. Гейдон. *Отождествление молекулярных спектров*. М.: "ИЛ", 1949, 240 с.

COLD ATMOSPHERICAL GAS DISCHARGE

A.G. Boev, N.N. Yasnitskaya

It is shown that a gas discharge with a cold neutral component and the hot electrons can exist in a relatively dry air at the standard and much low pressure. The discharge existence region have been determined with balance between the nitrogen ionization processes by an electric field and attachment of electrons to the water and oxygen atoms. A discharge can exist only at such ($w \leq 10^{-2}$) values of relative humidity and definite reduced electric field (E/p) values which respond threshold electric field strength E_{thr} at given pressure P . At standard pressure the threshold field compose 4.65 kV/cm. A plasma parameter calculation carried out at the local temperature and charged particle density balance conditions.

ХОЛОДНИЙ АТМОСФЕРНИЙ ГАЗОВИЙ РОЗРЯД

A.G. Боев, Н.М. Ясницька

Показано, що у відносно сухому атмосферному повітрі при нормальному та більш низькому тиску можливе існування газового розряду з холодною нейтральною компонентою та гарячими електронами. Область існування розряду визначається балансом процесів іонізації електричним полем атомів азоту та

прилипання електронів до атомів води і кисню. Розряд може існувати тільки при значеннях відносної вологості $w \leq 10^{-2}$ та значеннях параметру E/p , який визначає порогову напруженість електричного поля E при заданому тиску p . При нормальному тиску порогове поле складає величину 4.65 кВ/см. Розрахунок параметрів плазми розряду проведено в умовах локального балансу температури і концентрації заряджених частинок.