

Соотношение интенсивностей полос 2P и 1P молекулярного азота в условиях апокампического разряда при различных давлениях воздуха

Э.А. Соснин^{1,2}, Г.В. Найдис³, В.Ф. Тарасенко^{1,2},
Н.Ю. Бабаева³, В.А. Панарин², В.С. Скакун^{2*}

¹Институт сильноточной электроники СО РАН
634055, г. Томск, пр. Академический, 2/3

²Национальный исследовательский Томский государственный университет
634050, г. Томск, пр. Ленина, 36

³Объединенный институт высоких температур РАН
125412, г. Москва, ул. Ижорская, 13

Поступила в редакцию 24.06.2018 г.

Проведено лабораторное моделирование изменения цвета световой струи, образующейся в апокампическом разряде при различной плотности воздуха. Наблюдаемое изменение имеет сходство с изменением цвета транзиентов в атмосфере Земли, возникающих на различных высотах. Экспериментально показано, что оно вызвано изменением соотношения интенсивности излучения второй и первой положительной систем молекулярного азота. Результаты теоретической оценки указанного соотношения находятся в согласии с экспериментом в интервале давлений от 1 до 120 торр.

Ключевые слова: апокампический разряд, голубые струи, спрайты, переходные световые явления; apokampic discharge, blue jet, sprite, transient luminous events.

Введение

В последнее десятилетие наблюдается новая волна интереса к изучению быстротекающих световых явлений (от англ. transient luminous events), или коротко — транзиентов. Транзиенты возникают в средней и верхней атмосфере Земли [1, 2] и других планет [2] в условиях повышенной электрической активности. Например, в земной атмосфере с самолетов, из космоса и с поверхности земли фиксируют голубые струи и стартеры (от англ. blue jets и blue starters), начинающиеся от 12 до 18 км и достигающие высот 38 км, а также разнообразные формы спрайтов (от англ. sprites), стартующие на высотах примерно 66–74 км после мощных положительных разрядов облако–земля и развивающиеся вниз до высот 30–40 км [1, 2]. Исследования транзиентов идут в трех направлениях: наблюдения (см. ссылки в [1]), построение теоретических моделей [3, 4] и эксперименты с лабораторными разрядами [5–12].

Как было показано в работах [8–11], одним из перспективных подходов к лабораторному моделированию голубых струй и стартеров является использование апокампического разряда, порождающего световые струи (апокампы). Они имеют шесть признаков сходства с указанными транзиентами. Для описания апокампов в воздухе при нормальных условиях можно использовать стримерную модель [12].

Кроме того, визуально наблюдаемый цвет лабораторного транзиента изменяется при варьировании давления воздуха от атмосферного до остаточного. Цель настоящей работы — детально изучить эти изменения и определить отвечающие им механизмы.

Лабораторное моделирование

В работе использовалась установка, аналогичная описанной в [8–11]. Она обеспечивала зажигание импульсного высоковольтного разряда между двумя стальными острийными электродами диаметром 0,195 см, образующими промежуток $d = 0,9$ см. Один электрод соединялся с генератором высоковольтных импульсов положительной полярности ($\tau_{0,5} = 1,5$ мкс, $f = 53$ кГц, амплитуда до 12 кВ).

* Эдуард Анатольевич Соснин (badik@loi.hcei.tsc.ru); Георгий Вениаминович Найдис (gnaidis@mail.ru); Виктор Федотович Тарасенко (VTF@loi.hcei.tsc.ru); Наталья Юрьевна Бабаева (nybabaeva@gmail.com); Виктор Александрович Панарин (panarin@yandex.ru); Виктор Семенович Скакун (skakun@loi.hcei.tsc.ru).

Другой электрод находился под плавающим потенциалом. При подаче импульсов напряжения между электродами зажигался апокампический разряд. Электроды помещались в герметичную цилиндрическую кварцевую камеру диаметром 6,5 см и высотой 60 см. Разряд зажигали при различных давлениях — от 1 атм до остаточных (~0,1 торр). Так достигалась имитация условий средней и частично верхней атмосферы Земли.

Схема опытов включала в себя зажигание апокампического разряда при пониженных давлениях и регистрацию спектров апокампа (стримерной области). Для этого использовали спектрометр HR2000+ES (Ocean Optics, Inc.) на основе многоканальной ПЗС-линейки Sony ILX511B (рабочий диапазон 200–1100 нм, спектральная полуширина аппаратной функции ~1,33 нм). Сигнал на спектрометр подавали от оптоволокну с известным спектром пропускания с размещенной на нем коллимирующей линзой с фокусным расстоянием 30 мм. Для каждого значения давления линзу располагали примерно в середине апокампа.

Как видно из рис. 1, в спектре апокампа наиболее интенсивными являются полосы $2P$ N_2 и $1P$ N_2 . При различных величинах давления воздуха отношение энергии, излучаемой в этих полосах, изменяется.

Экспериментально отношение интенсивностей этих полос (вычислялось с определенными допущениями следующим образом:

1. Получали пятикратно усредненный спектр излучения в середине стримерной области в заданных условиях, полагая, что в этом месте состояние плазменных параметров является усредненным по всей длине стримера.

2. Из спектра вычитали фоновое излучение ПЗС-матрицы спектрофотометра.

3. Интегрировали излучение в диапазонах длин волн 290–395 и 550–800 нм, считая, что полученные веса отвечают энергии излучения в полосах $2P$ N_2 и $1P$ N_2 соответственно.

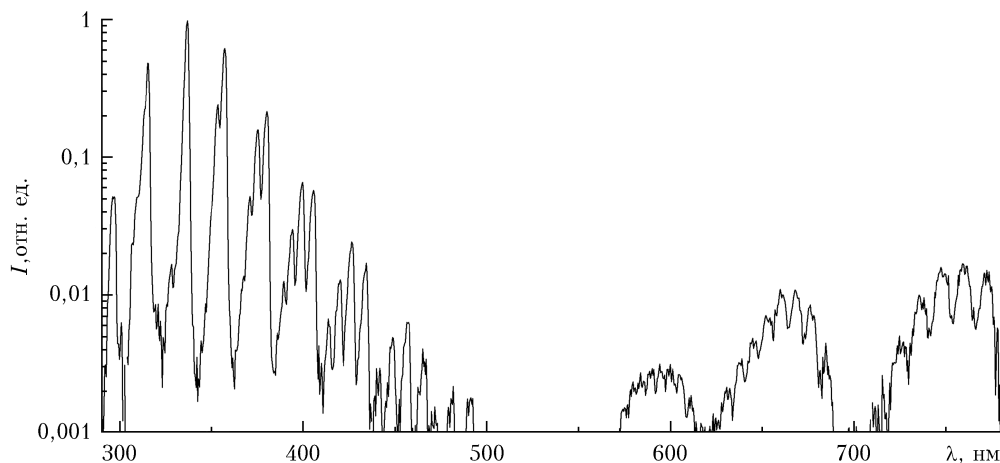


Рис. 1. Спектр излучения апокампа в воздухе при давлении 5 торр

4. Рассчитывали отношение интенсивностей полос.

5. Процедуру повторяли до 5 раз, чтобы определить среднюю величину отношения интенсивностей. Далее мы будем иметь в виду именно ее.

Моделирование

Теоретически соотношение интенсивностей (интегрированных за период времени, значительно больший времени жизни излучающих частиц) второй и первой положительной систем молекул N_2 оценивали следующим образом.

Считаем, что молекулы $N_2(C^3\Pi_u)$ возбуждаются в основном электронным ударом. Общее число фотонов S_2 , испускаемых этим состоянием, связано с количеством актов возбуждений R_{2e} так:

$$R_{2e} = K_{ex2} N_e N_m, \quad (1)$$

$$S_2 = R_{2e} \tau_2^{-1} / (K_{q2} N_m + \tau_2^{-1}), \quad (2)$$

где K_{ex2} — константа скорости тушения молекул $N_2(C^3\Pi_u)$ электронным ударом; N_e и N_m — плотности электронов и молекул газа; τ_2 — радиационное время жизни $N_2(C^3\Pi_u)$ состояния; K_{q2} — константа скорости тушения состояния $N_2(C^3\Pi_u)$ в столкновениях с молекулами воздуха.

Соответственно полное число фотонов S_1 , испущенных состоянием $N_2(B^3\Pi_g)$, соотносится с числом актов возбуждения R_1 как

$$S_1 = R_1 \tau_1^{-1} / (K_{q1} N_m + \tau_1^{-1}), \quad (3)$$

где τ_1 и K_{q1} — радиационное время жизни и константа тушения состояния $N_2(B^3\Pi_g)$.

При оценке количества актов возбуждения R_1 , помимо актов, вызванных электронным ударом, необходимо учитывать их образование за счет переходов с вышележащего состояния $N_2(C^3\Pi_u)$. Эти переходы происходят как за счет излучения $N_2(C^3\Pi_u) \rightarrow N_2(B^3\Pi_g) + h\nu$, так и за счет тушения состояния $N_2(C^3\Pi_u)$ в столкновениях с молекулами воздуха.

Тогда

$$R_1 = R_{1e} + R_{2e}(\xi K_{q2} N_m + \tau_2^{-1}) / (K_{q2} N_m + \tau_2^{-1}), \quad (4)$$

где R_{1e} получается путем интегрирования по времени $K_{ex1} N_e N_m$ (K_{ex1} – константа скорости возбуждения молекул $N_2(B^3\Pi_g)$ электронным ударом); ξ – доля тушащих столкновений молекул $N_2(C^3\Pi_u)$ с молекулами воздуха, приводящая к образованию $N_2(B^3\Pi_g)$. Предполагаем, что зависящее от приведенного электрического поля отношение констант возбуждения K_{ex1} и K_{ex2} существенно не изменяется во времени. Тогда можно записать, что отношение S_2/S_1 для интегральных интенсивностей излучения $2P$ и $1P$ полос

$$\frac{S_2}{S_1} = \frac{1 + G_1 \left(\frac{K_{ex1}}{K_{ex2}} + \frac{1 + \xi G_2}{1 + G_2} \right)^{-1}}{1 + G_2 \left(\frac{K_{ex1}}{K_{ex2}} + \frac{1 + \xi G_2}{1 + G_2} \right)^{-1}}, \quad (5)$$

$$G_1 = K_{q1} N_m \tau_1, \quad G_2 = K_{q2} N_m \tau_2. \quad (6)$$

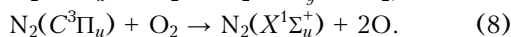
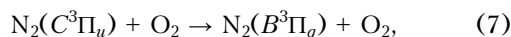
Параметры G_1 и G_2 могут быть представлены в форме $G_1 = p/p_{q1}$, $G_2 = p/p_{q2}$, где p – давление газа, приведенное к газовой температуре 300 К; p_{q1} и p_{q2} – так называемые давления тушения, соответствующие ситуации, в которой столкновительное и радиационное тушения равны.

Оценку процессов тушения в воздухе можно выполнить, используя константы скоростей тушения молекул N_2 и O_2 (усредненные по колебательным уровням радиационных состояний). Для $N_2(B^3\Pi_g)$ [13] и $N_2(C^3\Pi_u)$ [14] они дают $p_{q1} = 0,08$ торр и $p_{q2} = 11$ торр соответственно.

Возбуждение состояний $N_2(B^3\Pi_g)$ и $N_2(C^3\Pi_u)$ происходит главным образом в области высокой напряженности электрического поля в головке стримера, при величинах приведенного электрического поля $E/N_m \sim 300\text{--}500$ Td [15].

Оценка констант K_{ex1} и K_{ex2} , выполненная с помощью программного пакета BOLSIG+ [16], дала в указанном диапазоне E/N_m отношение K_{ex1}/K_{ex2} , близкое к единице. Следует заметить, что в силу резонансной природы передачи энергии между уровнями $N_2(B^3\Pi_g, W^3\Delta_u, B^3\Sigma_u^-)$ [17, 18] при оценке величины K_{ex1} вклады в возбуждение всех этих уровней были суммированы.

Тушение $N_2(C^3\Pi_u)$ -состояния в воздухе происходит главным образом благодаря столкновениям с молекулами O_2 . В научной литературе рассматриваются два возможных механизма тушения [19]:



Поскольку относительная эффективность этих процессов точно не установлена, мы рассматриваем величину ξ как изменяющуюся от единицы, если доминирует канал (7), до нуля при доминировании канала (8).

Результаты и обсуждение

На рис. 2 приведено отношение S_2/S_1 (отношение интенсивностей излучения полосы $2P$ к полосе $1P$), вычисленное для $K_{ex1}/K_{ex2} = 1$, в зависи-

мости от давления для двух величин ξ : 1 и 0. Здесь также показаны экспериментальные точки. Видно, что вычисленные величины находятся в согласии с измеренными при давлении 1 торр.

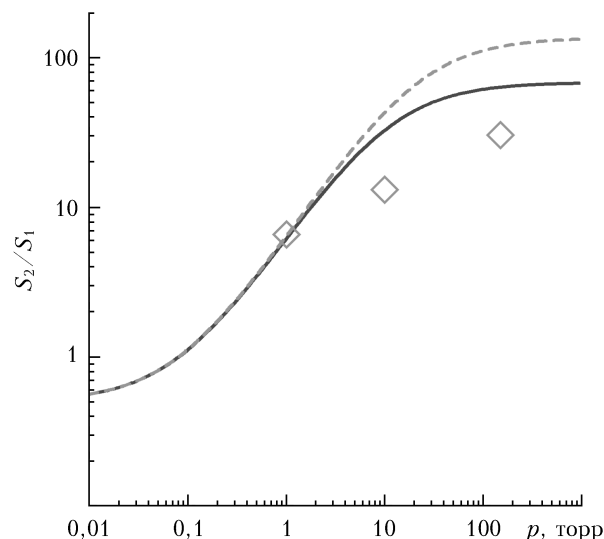


Рис. 2. Отношение интенсивностей полос $2P$ и $1P$ для N_2 от давления воздуха: символы – экспериментальные точки; линии – расчет для $\xi = 1$ (сплошная) и $\xi = 0$ (пунктирная)

С ростом давления обе вычисленные зависимости для S_2/S_1 являются растущими. Отметим, что имеется лучшее согласие с экспериментом при повышенных давлениях, когда $\xi = 1$. Это позволяет предположить, что канал тушения (7) доминирует.

Отношение S_2/S_1 слабо зависит от давления при $p < p_{q1}$ (0,08 торр), когда для $N_2(B^3\Pi_g)$ - и $N_2(C^3\Pi_u)$ -состояний доминируют радиационные потери. При $p > p_{q2}$ (11 торр) оба этих состояния тушатся главным образом за счет столкновений с молекулами воздуха. В промежуточном интервале давлений $p_{q1} < p < p_{q2}$, где $N_2(B^3\Pi_g)$ -состояние теряет энергию в основном за счет столкновительного тушения, в то время как для $N_2(C^3\Pi_u)$ -состояния доминируют радиационные потери, отношение S_2/S_1 увеличивается с ростом давления.

В природе изменение цвета транзиентов при изменении плотности воздуха (т.е. высоты) происходит аналогично описанному выше для апокампа. Цвет струй и спрайтов изменяется от синего (на высотах ниже 40 км) до красного (на высотах выше 50 км). Переход происходит на высотах (40–50 км), соответствующих пониженному давлению около 1 торр (см. рис. 1 в [20]). Согласно современному пониманию этих явлений все они связаны с распространением стримеров (спрайтов) или лидеров с опережающими их стримерными коронами (синие и гигантские струи) [1, 19]. Возбуждение излучающих состояний молекул воздуха в этих светящихся объектах происходит преимущественно в стримерных фронтах, как в апокампах. Следует обратить внимание, что оценка [21] соотношения совокупного красного

и зеленого излучений к интенсивности синего излучения по отношению к высоте (при пониженном давлении) дает зависимость, подобную приведенной на рис. 2.

Заключение

Лабораторное моделирование является одним из подходов к изучению транзитных световых явлений в средней и верхней атмосфере Земли. С помощью апокампического разряда показано, что изменение цвета апокампа (воспринимаемое визуально как переход от голубого к красному) с повышением давления обусловлено изменением соотношения интенсивностей S_2/S_1 полос излучения $2P$ и $1P$ N_2 .

Теоретические оценки показали:

– S_2/S_1 слабо зависит от давления при $p < 0,08$ торр, когда для $N_2(B^3\Pi_g)$ - и $N_2(C^3\Pi_u)$ -состояний доминируют радиационные потери;

– при $p > 11$ торр оба указанных состояния тушатся в основном за счет столкновений с молекулами воздуха;

– при $0,08 < p < 11$ торр $N_2(B^3\Pi_g)$ -состояние теряет энергию преимущественно за счет столкновительного тушения, в то время как для $N_2(C^3\Pi_u)$ -состояния доминируют радиационные потери и отношение S_2/S_1 увеличивается с ростом давления.

Работа выполнена в рамках государственного задания ИСЭ СО РАН по теме № 13.1.4 (эксперимент) и государственного задания ОИВТ РАН по теме № АААА-А-16-116051810083-4 (расчет).

1. Singh D., Singh R.P., Kumar S., Dharmaraj T., Singh A.K., Singh A.K., Patil M.N., Singh S. Lightning and middle atmospheric discharges in the atmosphere // J. Atmos. Sol.-Terr. Phys. 2015. V. 134, N 10. P. 78–101.
2. Донченко В.А., Кабанов М.В., Кауль Б.В., Нагорский П.М., Самохвалов И.В. Электрооптические явления в атмосфере: учеб. пособие. Томск: Изд-во НТЛ, 2015. 316 с.
3. Dubrovin D., Luque A., Gordillo-Vázquez F.J., Yair Y., Parra-Rojas F.C., Ebert U., Price C. Impact of lightning on the lower ionosphere of Saturn and possible generation of halos and sprites // Icarus. 2014. V. 241, N 10. P. 313–328.
4. Surkov V.V., Hayakawa M. Underlying mechanisms of transient luminous events: A review // Ann. Geophys. 2012. V. 30, N 8. P. 1185–1212.
5. Babaeva N.Yu., Naidis G.V. Simulation of subnanosecond streamers in atmospheric-pressure air: Effects of polarity of applied voltage pulse // Phys. Plasmas. 2016. V. 23, N 9. 6 p.

6. Williams E.R. Sprites, elves, and glow discharge tubes // Phys. Today. 2001. V. 54, N 11. P. 41–47.
7. Robledo-Martinez A., Garcia-Villarreal A., Sobral H. Comparison between low-pressure laboratory discharges and atmospheric sprites // J. Geophys. Res.: Space Phys. 2017. V. 122, N 1. P. 948–962.
8. Панарин В.А., Скакун В.С., Соснин Э.А., Тарасенко В.Ф. Лабораторная демонстрация в воздухе красных и голубых диффузных мини-струй // Оптика атмосфер. и океана. 2017. Т. 30, № 3. С. 243–253.
9. Соснин Э.А., Панарин В.А., Скакун В.С., Тарасенко В.Ф. Моделирование голубых струй и стартеров с помощью апокампа, формируемого при пониженных давлениях воздуха // Оптика атмосфер. и океана. 2016. Т. 29, № 10. С. 855–868.
10. Соснин Э.А., Бакут Е.Х., Панарин В.А., Скакун В.С., Тарасенко В.Ф. Мини-стартеры и мини-голубые струи в воздухе и азоте при импульсно-периодическом разряде в лабораторном эксперименте // Письма в ЖЭТФ. 2017. Т. 105, вып. 10. С. 600–604.
11. Tarasenko V.F., Panarin V.A., Skakun V.S., Sosnin E.A. Laboratory demonstration in the air red and blue mini-jets // J. Phys.: Conf. Ser. 2017. V. 927. P. 012062.
12. Соснин Э.А., Найдис Г.В., Тарасенко В.Ф., Скакун В.С., Панарин В.А., Бабаева Н.Ю. О физической природе апокампического разряда // ЖЭТФ. 2017. Т. 152, вып. 5. С. 1081–1087.
13. Piper L.G. Energy transfer studies on $N_2(X^1\Sigma_g^+, v)$ and $N_2(B^3\Pi_g)$ // J. Chem. Phys. 1992. V. 97, N 1. P. 270–275.
14. Pancheshnyi S.V., Starikovskaia S.M., Starikovskii A.Yu. Collisional deactivation of $N_2(C^3\Pi_u, v = 0, 1, 2, 3)$ states by $N_2, O_2, H_2,$ and H_2O molecules // Chem. Phys. 2000. V. 262, N 2–3. P. 349–357.
15. Naidis G.V. Positive and negative streamers in air: Velocity-diameter relation // Phys. Rev. E. 2009. V. 79. 5 p.
16. Hagelaar G.J.M., Pitchford L.C. Solving the Boltzmann equation to obtain electron transport coefficients and rate coefficients for fluid models // Plasma Sources Sci. Technol. 2005. V. 14, N 4. P. 722–733.
17. Rotem A., Rosenwaks S. Laser induced fluorescence studies of molecular nitrogen // Opt. Eng. 1983. V. 22, N 5. P. 564–570.
18. Bachmann R., Li X., Ottinger Ch., Vilesov A.F. Molecular-beam study of the collisional intramolecular coupling of $N_2(B^3\Pi_g)$ with the $N_2(A^3\Sigma_u^+)$ and $N_2(W^3\Delta_u)$ states // J. Chem. Phys. 1992. V. 96, N 7. P. 5151–5164.
19. Popov N.A. Pulsed nanosecond discharge in air at high specific deposited energy: Fast gas heating and active particle production // Plasma Sources Sci. Technol. 2016. V. 25, N 4. 17 p.
20. Fullekrug M., Diver D., Pincon J.-L., Renard J.-B., Phelps A.D.R., Bourdon A., Helling C., Blanc E., Honary F., Kosch M., Harrison R.G., Sauvaud J.-A., Lester M., Rycroft M., Horne R.B., Soula S., Gaffet S. Energetic charged particles above thunderclouds // Surv. Geophys. 2013. V. 34, N 1. P. 1–41.
21. Pasko V.P., George J.J. Three-dimensional modeling of blue jets and blue starters // J. Geophys. Res. 2002. V. 107, N A12. 16 p.

E.A. Sosnin, G.V. Naidis, V.F. Tarasenko, N.Yu. Babaeva, V.A. Panarin, V.S. Skakun. The ratio of the intensities of 2P and 1P molecular nitrogen bands in apokamp discharge at different air pressures.

The laboratory simulation of the color change of the light jet formed in the apokampic discharge at different air density is carried out. The observed change is similar to color change the Earth's atmosphere transients occurring at different altitudes. It is shown experimentally that it is caused by a change in the ratio of the radiation intensity of the second and first positive systems of molecular nitrogen. The results of the theoretical evaluation of this ratio are in agreement with the experiment in the pressure range from 1 to 120 Torr.