

03

## Излучение проводящего канала молнии

© В.П. Крайнов<sup>1</sup>, Б.М. Смирнов<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Московский физико-технический институт,  
Долгопрудный, Россия

<sup>2</sup> Объединенный институт высоких температур РАН,  
Москва, Россия

e-mail: vpkrainov@mail.ru

Поступила в редакцию 02.07.2024 г.

В окончательной редакции 02.07.2024 г.

Принята к публикации 29.07.2024 г.

Классическая теория фоторекомбинационного излучения в термодинамически равновесной плазме, в рамках которой вклад каждого из конечных состояний образующихся атомов не зависит от температуры, объединена с измерениями параметров плазмы проводящего канала молнии. Показано, что эта плазма является оптически тонкой и максимальная температура плазмы возвратного удара молнии, близкая к 30 кК, ограничивается за счет резкого роста с температурой мощности излучения, более 90% которой находится в ВУФ области спектра. Предложено включить классическую теорию излучения в современные компьютерные модели молнии, поскольку это обеспечивает энергетический баланс плазмы.

**Ключевые слова:** молния, излучение, плазма, фоторекомбинация.

DOI: 10.61011/OS.2024.07.58901.6849-24

### Введение

Молния является сложным физическим явлением, представляющим собой прохождение импульса электрического тока в атмосфере по предварительно созданному проводящему каналу [1–6]. Начало этому явлению дает разделение заряда в атмосфере [7], так что молния осуществляет перенос заряда, частично ликвидирующий это разделение. По характеру прохождения электрического тока молнию можно разделить на несколько стадий, важнейшими среди которых являются ступенчатый лидер (*stepped leader*), который создает проводящий канал и возвратный удар (*return stroke*), когда осуществляется перенос существенной части заряда молнии. Для молний средней и высокой интенсивности прохождение тока по проводящему каналу может повторяться. Он восстанавливается после прохождения дробикового лидера (*dart leader*), за которым следует возвратный удар. На стадии возвратного удара электромагнитная волна молнии распространяется в проводящей среде и ее скорость порядка скорости света. На этой стадии реализуются максимальные токи молнии и ее максимальное свечение. Эта стадия развития молнии является предметом нашего анализа.

Исследования молнии показывают, что электрический ток на стадии возвратного удара поднимается до своего пикового значения за несколько микросекунд и далее падает наполовину примерно за  $30 \mu\text{s}$  [8,9]. Спектроскопические исследования путем сравнения интенсивностей излучения разных спектральных линий определенного мультиплета позволяет восстановить электронную температуру плазмы молнии, которая в максимуме достигает 30 кК. При этой температуре в случае равновесия

электронов и газа эта плазма становится полностью ионизованной. Указанный спектроскопический метод относится к разным спектральным линиям перехода для однократно и двукратно заряженных ионов азота и кислорода.

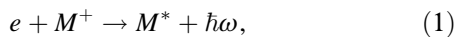
Поскольку двукратно заряженные ионы существуют при более высоких температурах, чем однократные, этот метод позволяет восстанавливать температуру плазмы молнии, усредненной по разному поперечному размеру [10]. Наряду с этим по уширению спектральных линий, особенно линий атома водорода, можно определить давление плазмы молнии, где соответствующая спектральная линия создается. Далее мы будем опираться на измерения [11–13]. Хотя современные приборы могут обеспечить более высокое разрешение, чем при проведении указанных измерений, в работах Орвилла [11–13] выполнено одновременное измерение эволюции температуры и давления плазмы, находящейся в проводящем канале молнии.

Целью данной работы является добавление к этим измерениям мощности излучения плазмы проводящего канала, что позволяет сформулировать баланс энергии в процессе развития плазмы проводящего канала. В основу анализа излучения рассматриваемой плазмы положено, что основными механизмами излучения в плазме с заметной степенью ионизации (более 1% [14]) является фоторекомбинационное и тормозное излучение электронов на ионах как элементарный процесс генерации фотонов в процессах столкновения атомных частиц [15–17]. Эти механизмы определяют мощность излучения криптоновых и ксеноновых ламп, а также ртутных ламп высокого давления, поскольку излучение в результате перехода между дискретными состояниями

атомных частиц вносит малый вклад в полную мощность излучения в силу малой ширины спектральных линий. При ограниченном размере источника излучения, когда излучение не заперто внутри плазмы, основной вклад в интенсивность излучения плазмы дает фоторекомбинационное излучение, как в случае плазмы возвратного удара молнии.

## Фоторекомбинационное излучение плазмы молнии

Процесс фоторекомбинации в плазме, содержащей однократно заряженные ионы, протекает по схеме



где  $M$  — атом. В случае образования высоковозбужденного атома, когда начальное и конечное состояния отвечают классическому характеру движения электрона, сечение фоторекомбинации электрона и иона может быть рассчитано на основе формулы Крамерса [18], которая использует классическое движение электрона в поле кулоновского центра в рассматриваемом процессе. Более того, в случае атома водорода, для которого нетрудно рассчитать квантово-механические сечения фоторекомбинации электрона и протона, отличие этого сечения от полученного на основе формул Крамерса составляет 25% [15–17]. Это позволяет использовать формулы Крамерса для сечений фоторекомбинации с участием ионов азота и кислорода для любых состояний с указанной точностью. Поэтому расчеты фоторекомбинационных процессов в настоящей работе основан на формулах Крамерса.

В дополнение к сказанному выше недавно мы установили, что относительный вклад в мощность излучения для фоторекомбинационного перехода в определенное электронное состояние образующегося атома не зависит от температуры и давления плазмы. Это значительно упрощает расчет и делает его наглядным. В частности, полученная на основе формул Крамерса удельная мощность излучения, т.е. интенсивность излучения, проинтегрированная по спектру и усредненная по максвелловскому распределению электронов по энергиям, дается следующим выражением в атомных единицах

$$P(T) = \varphi(T) \sum_k g_k J_k^{5/2}; \quad \varphi(T) = \frac{8\sqrt{2\pi}}{3\sqrt{3}} \frac{N_e^2}{c^3\sqrt{T}}, \quad (2)$$

где  $T$  — температура электронов,  $g_k$ ,  $J_k$  — статистический вес и потенциал ионизации образующегося атома,  $N_e$  — плотность электронов в квазинейтральной плазме молнии,  $c$  — скорость света. Как следует из этой формулы, температурная зависимость мощности и зависимость от параметров образующегося атома разделяются.

На рис. 1 представлена зависимость от температуры для суммарной по спектру удельной мощности излучения равновесной плазмы при атмосферном давлении,

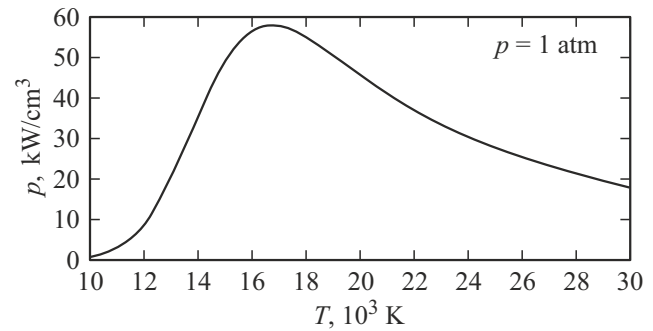


Рис. 1. Температурная зависимость для мощности излучения термодинамически равновесной плазмы воздуха при давлении 1 atm.

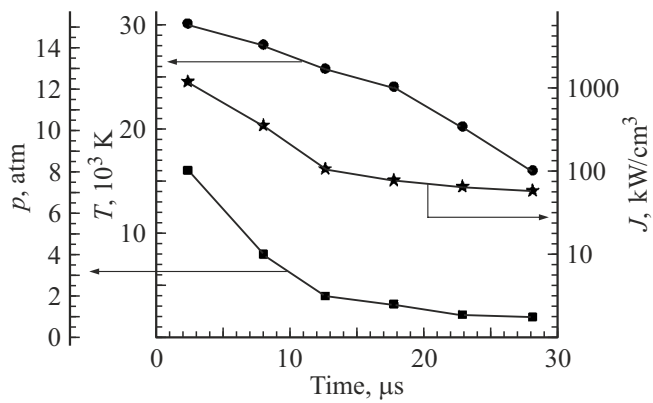


Рис. 2. Эволюция температуры и давления плазмы возвратного удара молнии, а также рассчитанная на основе этих параметров удельная мощность излучения. Температурная зависимость для мощности излучения термодинамически равновесной плазмы воздуха при давлении 1 atm.

которая получена при использовании формул Крамерса, а также реального спектра атомов азота и кислорода и их содержания в атмосферном воздухе. При этом более 90% мощности излучения создается в ВУФ области спектра. Эта часть излучения поглощается вблизи границы проводящего канала, а фиксируется только излучение в оптической и прилегающей к ней УФ области спектра, которое определяет примерно 8% мощности излучения.

Измерения [11–13] дают температуру и давление плазмы возвратного удара молнии в процессе ее эволюции, которые представлены на рис. 2. Считая, что плазма равновесная, т.е. температура и давление плазмы устанавливается на каждой стадии ее развития, приводим на рис. 2 также эволюцию удельной мощности излучения плазмы, которую считаем оптически тонкой. Эти зависимости будут далее предметом нашего анализа.

## Равновесия в плазме молнии

Мы рассматриваем плазму возвратного удара молнии как равновесную, тогда как, согласно рис. 2, характер-

ные времена ее эволюции составляют микросекунды и десятки микросекунд. Нашей задачей является оценка времен установления равновесия для разных параметров плазмы возвратного удара молнии с учетом протекающих процессов, подобно тому, как это использовалось на стадии образования и распространения ступенчатого лидера [19]. Для этой цели используем стандартный метод (например, [20,21]), сравнивая время установления равновесия для данной степени свободы с характерным временем изменения температуры и давления плазмы проводящего канала, представленной на рис. 2.

Рассматриваемая плазма содержит электроны, ионы и атомы, и сначала мы оценим время установления равновесия в электронной подсистеме, которое равно  $N_e v \sigma$ ,  $N_e \sim 10^{17} - 10^{18} \text{ cm}^{-3}$  — плотность электронов,  $v \sim 10^8 \text{ cm/s}$  — характерная скорость электрона, а сечение столкновения между электронами определяется кулоновским взаимодействием между ними. Для температуры  $T = 20 \text{ kK}$  и значения кулоновского логарифма, равного 3, имеем для диффузионного сечения рассеяния при столкновении двух электронов  $\sigma^* \sim 10^{-14} \text{ cm}^2$ . Отсюда имеем для времени установления равновесия порядка  $10^{-12} - 10^{-11} \text{ s}$  для электронной подсистемы.

Подобным образом получим характерное время установления газовой температуры  $\tau \sim 10^{-8} - 10^{-7} \text{ s}$  при рассматриваемых условиях и сечении порядка  $10^{-15} \text{ cm}^2$ . Соответственно газовое равновесие устанавливается скорее, чем характерное время его изменения. Считая, что установление равновесия между электронной и газовой подсистемами определяется упругими столкновениями между электронами и атомами, используя сечение столкновения электрона с атомом азота в данной области энергий  $\sigma = 10^{-16} \text{ cm}^2$  [22] и учитывая малый обмен энергией при упругом столкновении электрона с атомом, имеем для характерного времени установления равновесия между электронной и газовой подсистемами порядка  $10^{-8} - 10^{-5} \text{ s}$ .

Таким образом, при характерных условиях развития плазмы проводящего канала молнии на стадии возвратного удара имеем, что в процессе ее эволюции устанавливается равновесие внутри электронной, атомной и ионной подсистемами. Тогда как время установления равновесия между электронной и газовой компонентами сравнимо с временем развития системы. Другими словами, состояния электронной и газовой подсистем характеризуются соответствующими температурами, но они могут различаться.

## Излучение в плазме проводящего канала

Наряду с измерениями важную роль в понимании эволюции плазмы проводящего канала молнии играют компьютерные модели, которые описывают развитие плазмы при определенных условиях с учетом динамики и электродинамики плазмы. Эти модели дают изменения

электрических полей и токов в пространстве и времени, учитывая баланс частиц и заряда в плазме. Мы предлагаем включить в эти модели излучение в простой форме [1], что позволяет также использовать в этих моделях энергетический баланс плазмы.

Грубо можно оценить роль ВУФ излучения, которое создает основной вклад в излучение горячей плазмы молнии. Учет этого излучения в моделях плазмы молнии позволяют улучшить описание эволюции на стадиях ступенчатого лидера, а также дровикового лидера и не играет роли на стадии слабого непрерывного тока. Однако ВУФ излучение играет принципиальную роль на стадии возвратного удара. Действительно, в момент прохождения максимального тока именно излучение ограничивает максимальную температуру плазмы, равную примерно  $30 \text{ kK}$ , поскольку мощность излучения плазмы резко возрастает с ростом температуры.

Отметим, что эти выводы относятся к оптически тонкой плазме. Представим соответствующий этому критерий. Пусть однородная плазма молнии с температурой  $T$  занимает пространство внутри цилиндра радиуса  $R$ . При малых размерах мощность излучения на единицу длины столба составляет  $\pi R^2 P$ , а при больших размерах, когда излучение заперто внутри цилиндрического столба плазмы, равно  $2\pi R \sigma T^4$ , так что критерий малой оптической толщины плазменного слоя имеет вид

$$R \ll R_0 = \frac{2\sigma T^4}{P(T)}. \quad (3)$$

В частности, при температуре  $T = 20 \text{ kK}$  имеем  $R_0 = 40 \text{ cm}$ , а при температуре  $T = 30 \text{ kK}$  формула (3) дает  $R_0 = 5 \text{ m}$ . Однако поперечный размер плазмы проводящего канала молнии на стадии возвратного удара составляет несколько сантиметров [10], так что критерий (3) выполняется.

Отметим, что одним из результатов этой работы является рис. 2, где удельная мощность излучения плазмы молнии представлена одновременно с параметрами плазмы, полученных из обработки измерений. Согласно этому рисунку, стадию возвратного удара молнии после достижения максимального тока можно разделить на две части, так что на первой стадии давление воздуха падает до атмосферного в результате расширения плазмы, и на второй стадии релаксации плазмы, когда давление плазмы близко к атмосферному, параметры плазмы проводящего канала изменяются слабее со временем.

## Заключение

Молния является сложным физическим явлением, так что ее развитие на разных стадиях эволюции определяется разными процессами. Одним из этих процессов является излучение плазмы, которое особенно важно на стадии возвратного удара, и основную часть которого составляет ВУФ, поглощаемое на границе плазмы. Соответственно, измерение интенсивности излучения в

оптической области спектра (см., например, [23–25]) позволяет восстановить полную мощность излучения на основании классической теории фоторекомбинационного излучения плазмы. Добавление классической теории излучения к современным компьютерным моделям плазмы проводящего канала молнии позволит включить в них энергетический баланс плазмы молнии.

### Финансирование работы

Работа поддержана Министерством науки и высшего образования РФ (№ FSMG-2023-0013).

### Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

### Список литературы

- [1] M.A. Uman. *Lightning* (McGrow Hill, New York, 1969).
- [2] V.A. Rakov, M.A. Uman. *Lightning, Physics and Effects* (Cambr. Univ. Press, Cambridge, 2003).
- [3] Ю.П. Райзер. *Физика газового разряда* (Интеллект, Долгопрудный, 2009).
- [4] V. Cooray. *An Introduction to Lightning* (Springer, Dordrecht, 2015).
- [5] V.A. Rakov. *Fundamental of Lightning* (Cambr. Univ. Press, Cambridge, 2016).
- [6] V. Mazur. *Principles of Lightning Physics* (IOP Publishing, Bristol, 2016).
- [7] Б.М. Смирнов. *ЖЭТФ*, **163**, 873 (2023).
- [8] M. Zhou, D. Wang, J. Wang et al. *JGR Atmospheres*, **119**, 13457 (2014).
- [9] H. Zhou, V.A. Rakov, G. Diendorfer et al. *J. Atmos. Sol. Terr. Phys.*, **125–126**, 38 (2015).
- [10] Y. Mu, P. Yuann, X. Wang, C. Dong. *J. Atmos. Sol. Terr. Phys.*, **145**, 98 (2016).
- [11] R.E. Orville. *J. Atmos. Sci.*, **25**, 852 (1968).
- [12] R.E. Orville, *J. Appl. Meteorol.*, **19**, 470 (1980).
- [13] R.E. Orville, R.W. Henderson. *J. Atmos. Sci.*, **41**, 3180 (1984).
- [14] В.М. Смирнов. *Plasma Processes and Plasma Kinetics* (Wiley, Weinheim, 2007).
- [15] В.П. Крайнов, Б.М. Смирнов. *Излучательные процессы в атомной физике* (Высшая школа, М., 1981).
- [16] V.P. Krainov, H.R. Reiss, В.М. Smirnov. *Radiative Processes in Atomic Physics* (Wiley, New York, 1997).
- [17] V.P. Krainov, В.М. Smirnov. *Atomic and Molecular Radiative Processes* (Springer Nature, Switzerland, 2019).
- [18] H.A. Kramers. *Phil. Mag.*, **46**, 836 (1923).
- [19] N.L. Aleksandrov, E.M. Bazelyan, I.V. Kochetov, N.A. Dyatko. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **30**, 1616 (1997).
- [20] Б.М. Смирнов. *Атомные столкновения и элементарные процессы в плазме* (Атомиздат, М., 1968).
- [21] Л.М. Биберман, В.С. Воробьев, И.Т. Якубов. *Кинетика низкотемпературной плазмы* (Наука, М., 1982).
- [22] J. Dutton. *J. Chem. Phys. Ref. Data*, **4**, 577 (1975).
- [23] A.H. Paxton, R.L. Gardner, L. Bake. *Phys. Fluids*, **29**, 2736 (1986).
- [24] M.G. Quick, E.P. Krider. *J. Atmos. Sol. Terr. Phys.*, **136**, 80 (2017).
- [25] M.G. Quick, E.P. Krider. *JGR Atmosphere*, **122**, 8816 (2017).