

Effect of Absorption on the Broadening of Spectral Lines and the Radiation Intensity of Shock-Heated Air

N. G. Bykova, A. L. Kusov, G. Ya. Gerasimov, I. E. Zabelinskii,
P. V. Kozlov, V. Yu. Levashov

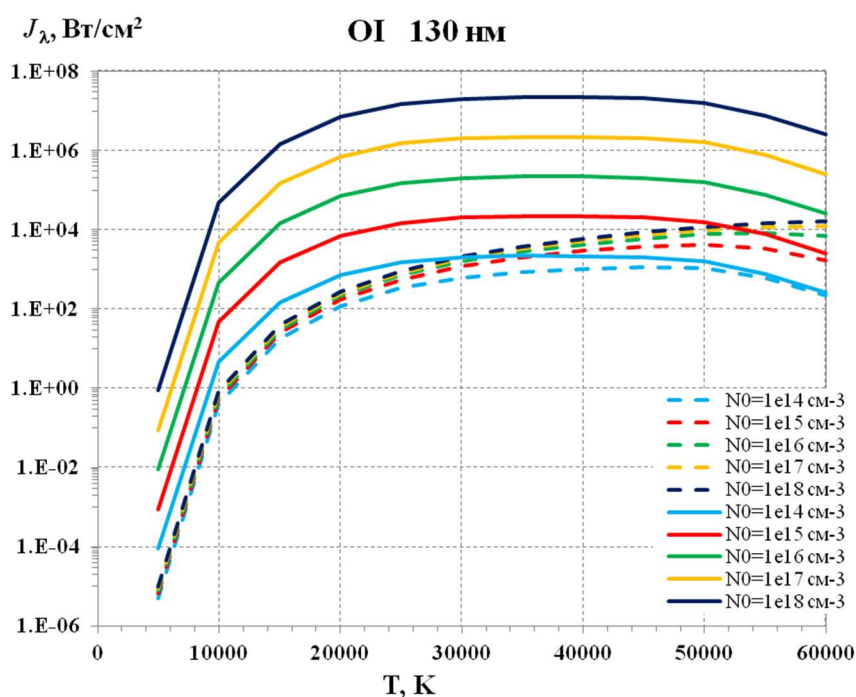
Institute of Mechanics, Lomonosov Moscow State University, Russia

vyl69@mail.ru

Abstract

An analytical model is constructed for calculating the radiation intensity in shock-heated air. The model takes into account the absorption of radiation, when it passes across the shock wave along the observation beam of the measuring systems of experimental setups. The model was used to estimate the influence of absorption on the broadening of spectral lines, as well as on the intensity of radiation from high-temperature air in the vacuum-ultraviolet and visible regions of the spectrum.

Keywords: shock waves, radiation, absorption, air, broadening of spectral lines, electron temperature.



Dependence of the observed emission power of the 130 nm oxygen atom resonance line in shock-heated air on temperature, taking into account absorption (dashed lines) and without taking into account absorption (solid lines) for various concentrations of oxygen atoms

УДК 533.92

Влияние поглощения на уширение спектральных линий и интенсивность излучения ударно нагретого воздуха

Н. Г. Быкова, А. Л. Кусов, Г. Я. Герасимов, И. Е. Забелинский,
П. В. Козлов, В. Ю. Левашов

*НИИ Механики Московского государственного университета им. М.В. Ломоносова,
Москва, 119192, Мичуринский проспект, 1*

vyl69@mail.ru

Аннотация

Построена аналитическая модель для расчета интенсивности излучения в ударно нагретом воздухе, учитывающая поглощение излучения при его прохождении поперек ударной волны вдоль луча наблюдения измерительных систем экспериментальных установок. С помощью модели сделана оценка влияния поглощения на уширение спектральных линий, а также на интенсивность излучения высокотемпературного воздуха в вакуумно-ультрафиолетовой и видимой областях спектра.

Ключевые слова: ударные волны, излучение, поглощение, воздух, уширение спектральных линий, электронная температура.

1. Введение

Прогресс в освоении космического пространства в первую очередь связан с созданием новых систем защиты спускаемых космических аппаратов от тепловых нагрузок [1]. Это в свою очередь требует достоверной оценки тепловых потоков к поверхности аппарата при его движении в атмосфере Земли, для чего применяются различные экспериментальные и теоретические методики.

Следует отметить, что радиационная составляющая теплового потока с увеличением скорости набегающего потока и размеров спускаемого аппарата нарастает значительно быстрее конвективной составляющей, и начиная со скоростей порядка второй космической скорости, становится преобладающей [2–3]. Это стимулирует проведение дальнейших экспериментальных исследований по определению потоков излучения за фронтом сильной ударной волны в широком диапазоне спектра излучения при низких начальных давлениях и высоких скоростях ударной волны.

Большую роль в оценке интенсивности тепловых нагрузок на поверхность спускаемого аппарата играют методы численного моделирования [4]. В настоящей работе предложена простая аналитическая модель расчета интенсивности излучения в ударно нагретом воздухе, позволяющая оценить влияние поглощения излучения на спектральные характеристики высокотемпературной среды.

2. Описание модели

Мощность спонтанного излучения единичного объема плазмы в пределах спектральной линии в отсутствие поглощения дается выражением

$$I_{21}(\lambda) = \frac{h \cdot c}{\lambda_{21}} A_{21} N_2 S(\lambda), \quad (1)$$

где λ_{21} – длина волны оптического перехода $2 \rightarrow 1$; h – постоянная Планка; c – скорость света; A_{21} – коэффициент Эйнштейна для спонтанного перехода; N_2 – заселенность верхнего (2) уровня; $S(\lambda)$ – контур спектральной линии.

Аналогично для коэффициента поглощения на переходе $1 \rightarrow 2$ имеем выражение

$$k_{12}(\lambda) = \frac{h}{\lambda_{21}} (N_1 B_{12} - N_2 B_{21}) S(\lambda), \quad (2)$$

где N_1 – заселенность нижнего уровня; B_{12} и B_{21} – коэффициенты Эйнштейна поглощения и вынужденного излучения, соответственно.

Соотношения, связывающие значения коэффициентов Эйнштейна друг с другом, имеют вид

$$A_{21} = \frac{8\pi h}{\lambda_{21}^3} B_{21}, \quad g_1 B_{12} = g_2 B_{21}, \quad (3)$$

где g_1 и g_2 – статистические веса уровней 1 и 2, соответственно.

В выражениях (1) и (2) контур спектральной линии $S(\lambda)$ должен удовлетворять условию

$$\int_{-\infty}^{\infty} S(\lambda) d\lambda = 1 \quad (4)$$

Контур спектральной линии ансамбля излучателей в плазменной среде обычно описывается функцией Фойгта, которая представляет собой свертку гауссова (доплеровского) распределения с лоренцевым (дисперсионным).

Гауссово распределение, характеризующее хаотичное распределение частиц по проекции скорости на ось наблюдения с полушириной, равной доплеровской $\Delta\lambda_D$, нормированное на единицу площади, имеет вид

$$S_G(\lambda) = \frac{2}{\Delta\lambda_D} \sqrt{\frac{\ln(2)}{\pi}} \exp\left(-\frac{4\ln(2)(\lambda-\lambda_{21})^2}{\Delta\lambda_D^2}\right) \quad (5)$$

Под полушириной линии здесь и далее подразумевается ширина на уровне половины от максимального значения, которое достигается в центре линии. Доплеровская полуширина определяется температурой плазмы T и атомным весом излучающей частицы μ и длиной волны, как

$$\Delta\lambda_D = 7.16 \times 10^{-7} \lambda_{21} \sqrt{T/\mu}. \quad (6)$$

Порядок величины доплеровской ширины линии в видимой области спектра для атомов азота, кислорода в низкотемпературной плазме составляет $\sim 10^{-2}$ нм.

Дисперсионное распределение, нормированное на единицу площади, с лоренцевой полушириной $\Delta\lambda_L$, описывается выражением

$$S_L(\lambda) = \frac{\Delta\lambda_L/2\pi}{(\lambda-\lambda_{21})^2 + (\Delta\lambda_L/2)^2} \quad (7)$$

Минимальное значение лоренцевой ширины спектральной линии равно сумме естественных ширин верхнего и нижнего уровней перехода

$$\Delta\lambda_L = \frac{\lambda_{21}^2}{c} (A_1 + A_2),$$

где A_1 – сумма коэффициентов Эйнштейна для всех переходов с уровня 1 и A_2 – то же для уровня 2.

Естественная ширина линий в видимой области спектра составляет $\sim 10^{-5}$ нм, что значительно меньше доплеровской ширины в низкотемпературной плазме. Однако, в плазме энергетические уровни излучателей испытывают другие виды уширения дисперсионного типа, такие как ударное, штарковское, резонансное.

Свертка гауссовой и дисперсионной функций, именуемая функцией Фойгта, имеет следующее аналитическое выражение [5]:

$$S_F(\lambda) = 2 \sqrt{\frac{\ln 2}{\pi^3}} \frac{a}{\Delta\lambda_D} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\exp(-y^2)}{a^2 + (u-y)^2} dy, \quad (8)$$

$$a = \frac{\Delta\lambda_L}{\Delta\lambda_D} \sqrt{\ln 2}; \quad u = \frac{\lambda - \lambda_{21}}{\Delta\lambda_D} 2\sqrt{\ln 2}$$

В численных расчетах удобно пользоваться следующим приближением функции Фойгта [6]

$$S(\lambda) = S_{\lambda_0} \left(\left(1 - \frac{\Delta\lambda_L}{\Delta\lambda_F} \right) \exp \left[-2.772 \left(\frac{\lambda - \lambda_0}{\Delta\lambda_F} \right)^2 \right] + \frac{\Delta\lambda_L / \Delta\lambda_F}{1 + 4[(\lambda - \lambda_0) / \Delta\lambda_F]^2} \right. \\ \left. + 0.016 \left(1 - \frac{\Delta\lambda_L}{\Delta\lambda_F} \right) \left(\frac{\Delta\lambda_L}{\Delta\lambda_F} \right) \left\{ \exp \left[-0.4 \left(\frac{\lambda - \lambda_0}{\Delta\lambda_F} \right)^{2.25} \right] - \frac{10}{10 + [(\lambda - \lambda_0) / \Delta\lambda_F]^{2.25}} \right\} \right), \quad (9)$$

$$S_{\lambda_0} = S_0 / \Delta\lambda_F [1.065 + 0.447(\Delta\lambda_L / \Delta\lambda_F) + 0.058(\Delta\lambda_L / \Delta\lambda_F)^2],$$

$$\Delta\lambda_F = \Delta\lambda_L / 2 + \sqrt{(\Delta\lambda_L / 2)^2 + \Delta\lambda_D^2}$$

Здесь S_{λ_0} – интенсивность в центре спектральной линии; $\Delta\lambda_F$, $\Delta\lambda_L$ и $\Delta\lambda_D$ полуширины распределений Фойгта, Лоренца и Гаусса на половине высоты. Как утверждается в работе, точность аппроксимация свертки (8) выражением (9) в центре распределения не хуже 3 %.

Для спектральных линий, нижним уровнем для которых является основное состояние излучателя, еще одним фактором, заметно влияющим на наблюдаемую форму контура спектральной линии, является самопоглощение излучения. В частности, к таким линиям относятся резонансные линии атомов азота и кислорода, которые расположены в области вакуумного ультрафиолета. В общем случае, решение вопроса о форме контура линии в условиях самопоглощения является довольно трудной задачей. Однако, в приближении однородного источника, которое можно считать оправданным в приложении к ударной волне для направления наблюдения поперек распространения волны, эта задача может быть решена.

Ослабление мощности излучения при распространении в поглощающей среде описывается законом Бугера – Ламберта

$$I(\lambda) = I_0(\lambda) \exp[-k_{12}(\lambda) \cdot l], \quad (10)$$

где $I_0(\lambda)$ – интенсивность падающей волны; l – длина оптического пути; $k_{12}(\lambda)$ – коэффициент поглощения.

Как видно из выражения (2) коэффициент поглощения зависит от заселенности уровней. В ЛТР плазме, когда устанавливается равновесие столкновительных процессов возбуждения и девозбуждения энергетических уровней, уровни заселены по закону Больцмана

$$N_i = N_0 \cdot g_i \frac{\exp(-E_i/kT)}{g_0(T)}, \quad (11)$$

где E_i, g_i – энергия и статистический вес i -го уровня; k – постоянная Больцмана; $g_0(T)$ – статистическая сумма. В этом случае выражение для коэффициента преобразуется к виду

$$k_{12} = \frac{h}{\lambda_{12}} \frac{N_0 g_2 B_{21}}{g_0(T)} \left(\exp\left(-\frac{E_1}{kT}\right) - \exp\left(-\frac{E_2}{kT}\right) \right) \quad (12)$$

Используя (3), преобразуем (12) к виду

$$k_{12} = N_0 \frac{g_2}{g_0(T)} A_{21} \lambda_{12}^2 \left(\exp\left(-\frac{E_1}{kT}\right) - \exp\left(-\frac{E_2}{kT}\right) \right) \quad (13)$$

При проведении численных расчетов коэффициента поглощения и интенсивности излучения значения спектроскопических констант для конкретной атомной компоненты плазмы брались из базы данных NIST [7]. Также на основе данных базы NIST для каждого атома рассчитывались зависимости статистической суммы g_0 от температуры в предположении заселенности энергетических уровней по закону Больцмана.

В дальнейшем использовались аппроксимации этих зависимостей полиномами десятой степени. На рис. 1 приведены полученные таким образом функции $g_0(T)$ для атомов азота и кислорода.

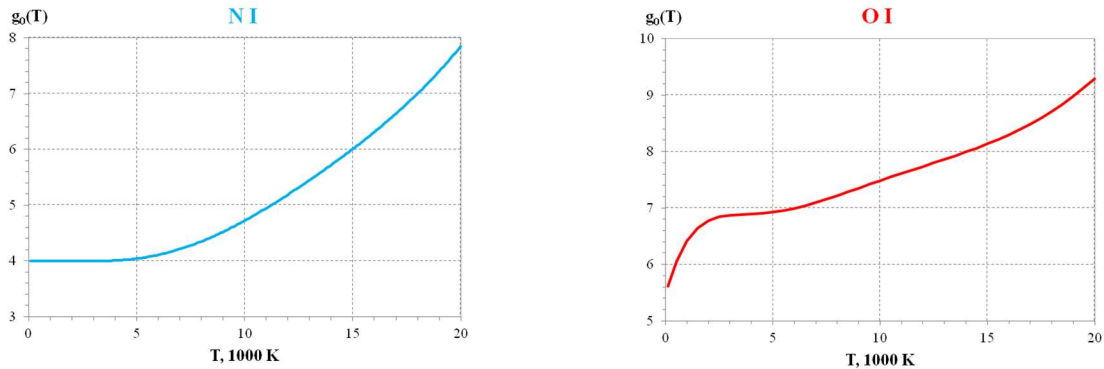


Рис. 1. Зависимости статистической суммы от температуры для атомов N и O

Ослабление потока излучения, распространяющегося в поглощающей среде в направлении z , описывает закон Бугера – Ламберта

$$I(\lambda) = I_0(\lambda)\exp[-k_{12}(\lambda)l(z)] \quad (14)$$

3. Результаты и их обсуждение

Предложенная аналитическая модель была применена для оценки влияния поглощения на уширение спектральных линий в ударно нагретом воздухе. Изменения формы контура спектральной линии с первоначальной гауссовой формой при распространении в средах с разными значениями произведения $k(\lambda)l$ приведены на рис. 2 на примере линии атома азота 174.27 нм.

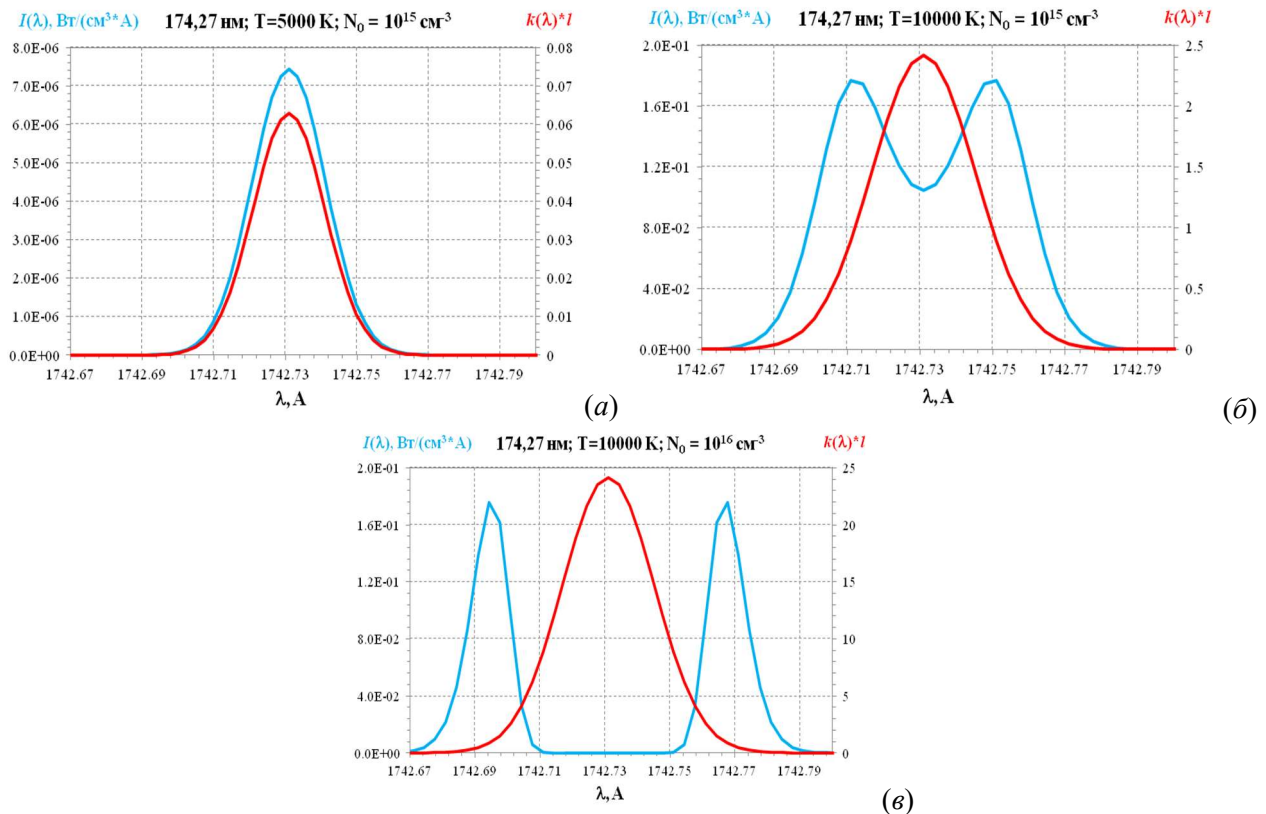


Рис. 2. Влияние поглощения на форму спектральной линии

Как видно из рис. 2, *а*, при малых значениях $k(\lambda)l$ контур линии практически не меняется. При $k(\lambda)l > 1$ центральная часть контура линии поглощается значительно сильнее чем ее края, что приводит к существенному изменению первоначального контура спектральной линии. Это хорошо видно из рис. 2, *б*. При больших значениях рассматриваемого параметра спектральная линия, как это изображено на рис. 2, *в*, распадается на два мультиплета.

Поскольку в экспериментах по измерению интенсивности излучения от конкретного пространственного объекта наблюдаемая интенсивность представляет собой сумму интенсивности от разных точек вдоль линии наблюдения, то необходимо учитывать, изменение величины произведения $k(\lambda)l$, как минимум, в силу разной длины пути излучения от разных точек вдоль линии наблюдения. Если предположить, что в исследуемом объекте оптические параметры излучения, такие как, интенсивность излучения и коэффициент поглощения одинаковы в каждой точке вдоль линии наблюдения, то для интенсивности наблюдаемого суммарного излучения на длине l с учетом поглощения получаем следующее выражение:

$$J(\lambda) = \int_0^l I_0(\lambda) e^{-k(\lambda)(l-z)} dz = I_0(\lambda) \frac{1 - e^{-k(\lambda)l}}{k(\lambda)} \quad (15)$$

Сделанное предположение вполне реалистично для случая наблюдения излучения ударной волны в поперечном направлении ее распространению. Результаты расчетов по формуле (15) для примера, приведенного на рис. 2, *в*, представлены на рис. 3.

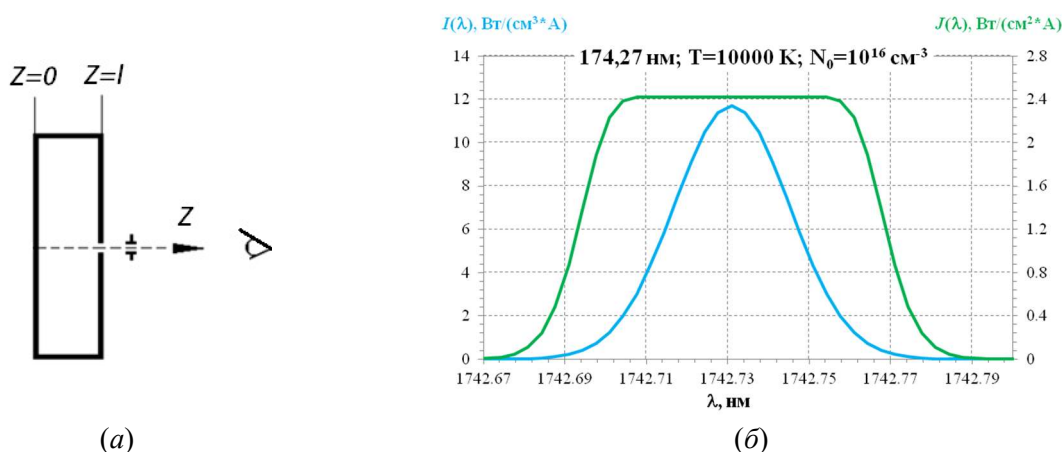


Рис. 3. Схема процесса наблюдения (*а*) и результаты расчета интенсивности излучения с учетом и без учета поглощения в среде (*б*)

Для условий эксперимента по измерению интенсивности излучения в воздухе на ударной трубе диаметром 5 см [8] были выполнены расчеты наблюдаемой интенсивности излучения для спектральных линий атома кислорода 130 нм и линий атома азота: 120, 141, 149 и 174 нм. Здесь следует отметить два момента: 1) разрешающая способность спектральной аппаратуры не позволяет прописывать контур линии, т.е. регистрируется линия целиком, а именно, площадь под контуром спектральной линии; 2) большинство спектральных линий представляют собой мультиплеты, которые также не разрешаются спектральной аппаратурой.

На рис. 4 приведены контуры линий, составляющих мультиплета 174 нм атома азота (синие линии), а также контуры линий излучения, которые должны были бы наблюдаться в эксперименте для каждой компоненты мультиплета по отдельности (зеленые линии). Из графика видно, что контур линии излучения, прошедшего через равномерно поглощающую среду, заметно уширяется и имеет плоскую центральную часть. Уширение тем сильнее, чем выше температура и больше концентрация частиц. Зависимость контура линии и излучения, прошедшего через равномерно поглощающую среду, от температуры среды и концентрации частиц приведена на рис. 5.

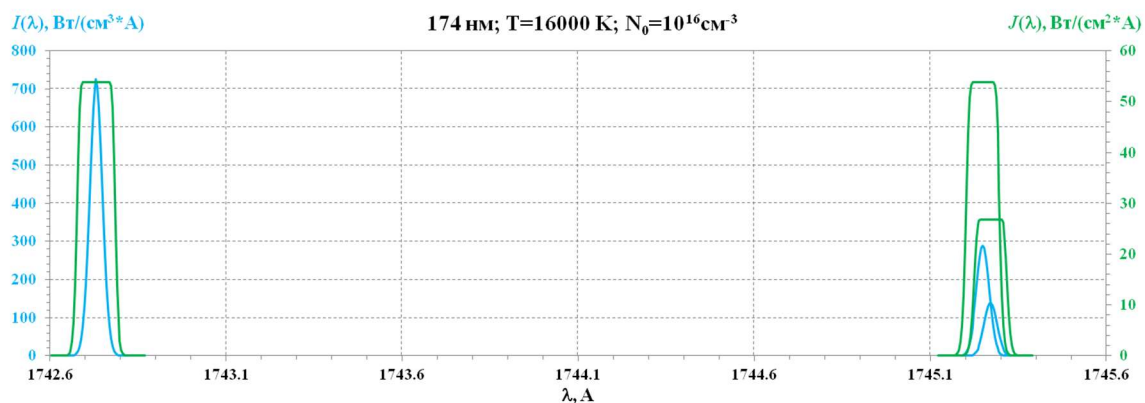


Рис. 4. Контуры линий, составляющих мультиплета 174 нм атома азота, и контуры линий, которые должны наблюдаться в эксперименте при температуре плазмы $T = 16000$ К, и концентрации атомов азота $N_0 = 10^{16} \text{ см}^{-3}$

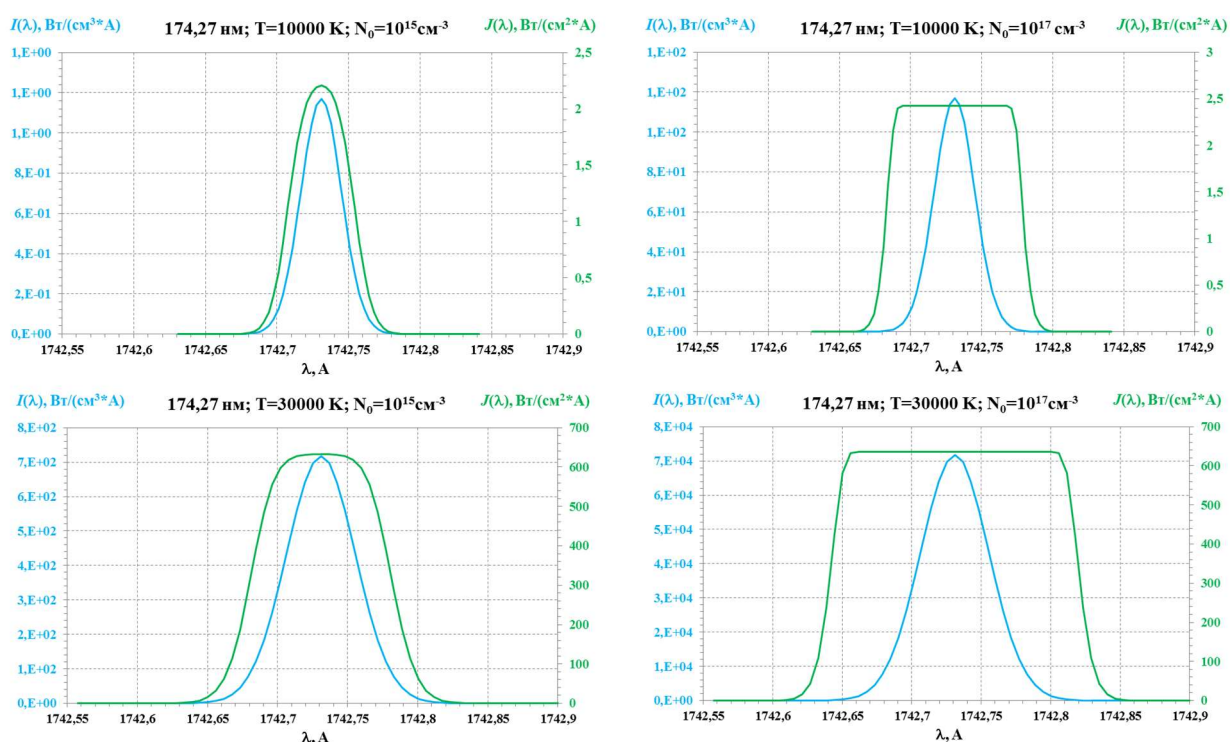


Рис. 5. Изменение контура линии и излучения прошедшего через равномерно поглощающую среду с увеличением температуры среды и концентрации частиц

Однако для тех компонент мультиплета, контуры линий которых перекрываются, простая сумма (способ 1) контуров наблюдаемых линий излучения описывает наблюдаемую линию некорректно. В этом случае правильнее проводить расчеты по следующей схеме (способ 2): сначала рассчитать суммарные контуры излучения $I_0(\lambda)$ и коэффициента поглощения $k(\lambda)$ перекрывающихся линий мультиплета, а уже затем - расчет суммарного контура наблюдаемой интенсивности по формуле (15). Различие контуров интенсивности наблюдаемого излучения для перекрывающихся компонент мультиплета, рассчитанных двумя способами, приведены на рис. 6.

С учетом вышеизложенного были проведены расчеты наблюдаемой мощности излучения с учетом поглощения для линий, исследованных в эксперименте [8], в зависимости от температуры газа и концентрации излучающей компоненты. Первые расчеты были проведены только для чисто гауссовой формы контура. На рис. 7 представлены полученные зависимости для линий атома кислорода 130 и 777 нм. Там же, наряду с данными, полученными

с учетом поглощения (пунктирные линии), нанесены результаты расчетов, полученных без учета поглощения (сплошные линии). Из графиков видно, что учет поглощения снижает значение мощности излучения линии, выходящей за пределы плазмы, на несколько порядков величины. Кроме того, при учете поглощения мощность, излучаемая линией, очень слабо зависит от концентрации излучающей компоненты.

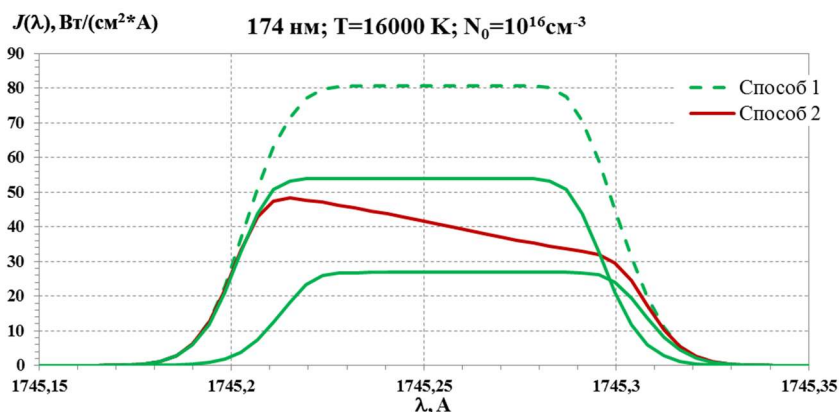


Рис. 6. Сравнение контуров наблюдаемого излучения для перекрывающихся компонент мультиплета, рассчитанных способом 1 (пунктирная зеленая линия) и способом 2 (красная линия). Расчетные контура наблюдаемых интенсивностей для компонент мультиплета (сплошные зеленые линии)

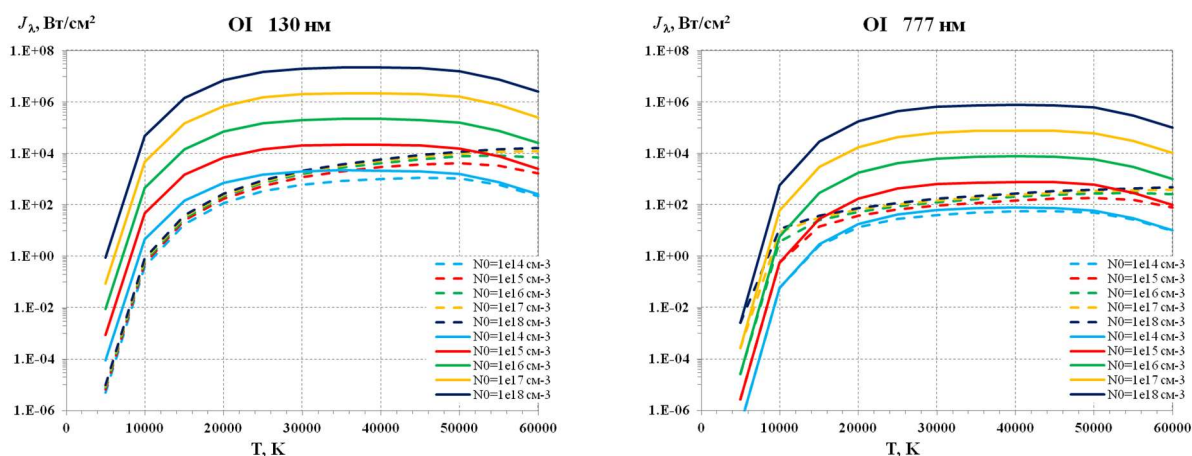


Рис. 7. Зависимости наблюдаемой мощности излучения резонансной линии атома кислорода 130 нм и линии 777 нм от температуры с учетом поглощения (пунктирные линии) и без учета поглощения (сплошные линии) для нескольких концентраций атома кислорода

Аналогичные расчеты проведены для линий азота 120, 141, 149 и 174 нм. Результаты расчетов для линий 120 и 174 нм приведены на рис. 8.

Из рис. 7 и 8 видно, что учет поглощения излучения в излучающей среде приводит к тому, что температурные зависимости наблюдаемой интенсивности излучения в определенном диапазоне значений температуры практически не зависят от концентрации излучающих частиц. В силу того, что для резонансных линий атомов нижнее состояние является основным состоянием, резонансные линии будут испытывать сильное поглощение при более низких значениях температуры и концентрации. Для других линий влияние поглощения будет наблюдаться при более высоких температурах и более высоких значениях концентраций атомов, что и демонстрируют данные рис. 7 и 8.

Поскольку среда во фронте ударной волны является сильно неравновесной, то предполагать равенство газовой температуры и температуры, определяющей заселенности уровней

не правомерно. Поэтому на следующем этапе исследования при расчете интенсивности излучения были введены две температуры: газовая (T_g), определяющая доплеровскую ширину линии и электронная (T_e), характеризующая заселенность энергетических уровней.

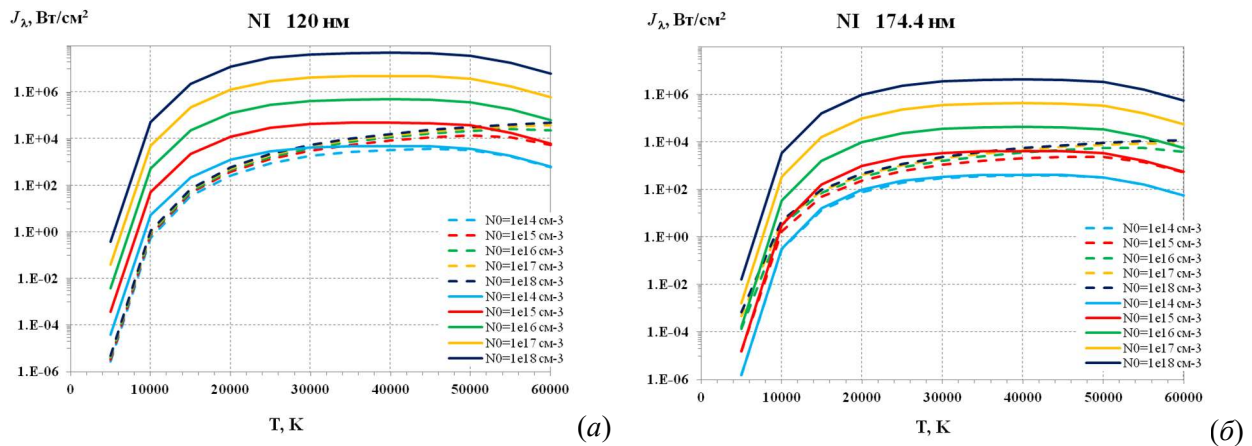


Рис. 8. Зависимости наблюдаемой мощности излучения резонансной линии атома N 120 нм (а) и линии 174 нм (б) от температуры с учетом поглощения (пунктирные линии) и без учета поглощения (сплошные линии) для нескольких значений концентрации атома N

На рис. 9 на примере спектральных линий 130 и 777 нм атома кислорода представлено сравнение температурных зависимостей наблюдаемой энергии излучения линий от электронной температуры плазмы для значений газовой температуры 5000 К (пунктирные линии) и 40000 К (сплошные фиолетовые линии), там же приведена аналогичная зависимость для случая $T_g = T_e$.

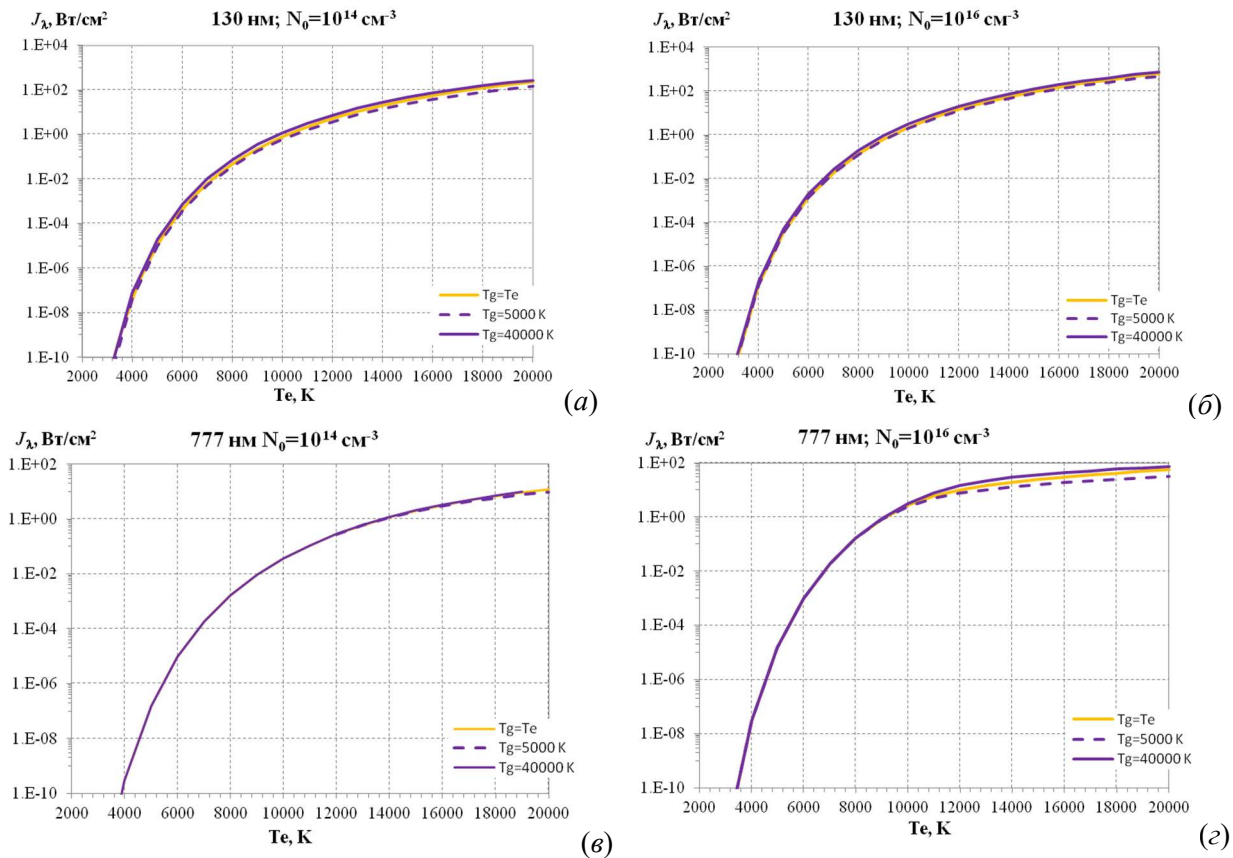


Рис. 9. Влияние температуры газа на зависимость наблюдаемой интенсивности излучения спектральных линий атома O от T_e : (а) и (б) $\lambda=130$ нм; (в) и (г) $\lambda=777$ нм. $T_g = T_e$ – сплошная желтая линия; $T_g = 5000$ К – пунктирная фиолетовая линия; $T_g = 40000$ К – сплошная фиолетовая линия

Из данных рис. 9 понятно, что влияние газовой температуры на зависимость наблюдаемой интенсивности излучения линии от электронной температуры увеличивается с ростом роли эффекта поглощения излучения, однако в пределах изменения газовой температуры от 5000 до 40000 К это влияние невелико.

Еще одним фактором, способным повлиять на наблюдаемую интенсивность излучения спектральных линий в плазме являются различные виды уширения, являющиеся результатом взаимодействия с разнообразными частицами плазмы. Так взаимодействие излучающих атомов с заряженными частицами приводит к штарковскому уширению уровней, которое более существенно для уровней близких к уровню ионизации. Для резонансных линий атомов более существенным является резонансное уширение, возникающее при столкновении однородных частиц, при котором происходит перекачка энергии от возбужденного атома к невозбужденному. При таких типах уширения профиль спектральных линий наряду с естественным уширением обычно описывают дисперсионной функцией с суммарной лоренцевой полушириной линии. После свертки с максвелловским распределением излучателей по скоростям в итоге получим фойгтовский контур линии. Было также проанализировано влияние дополнительного уширения лоренцевого типа на температурные зависимости наблюдаемой интенсивности излучения спектральных линий.

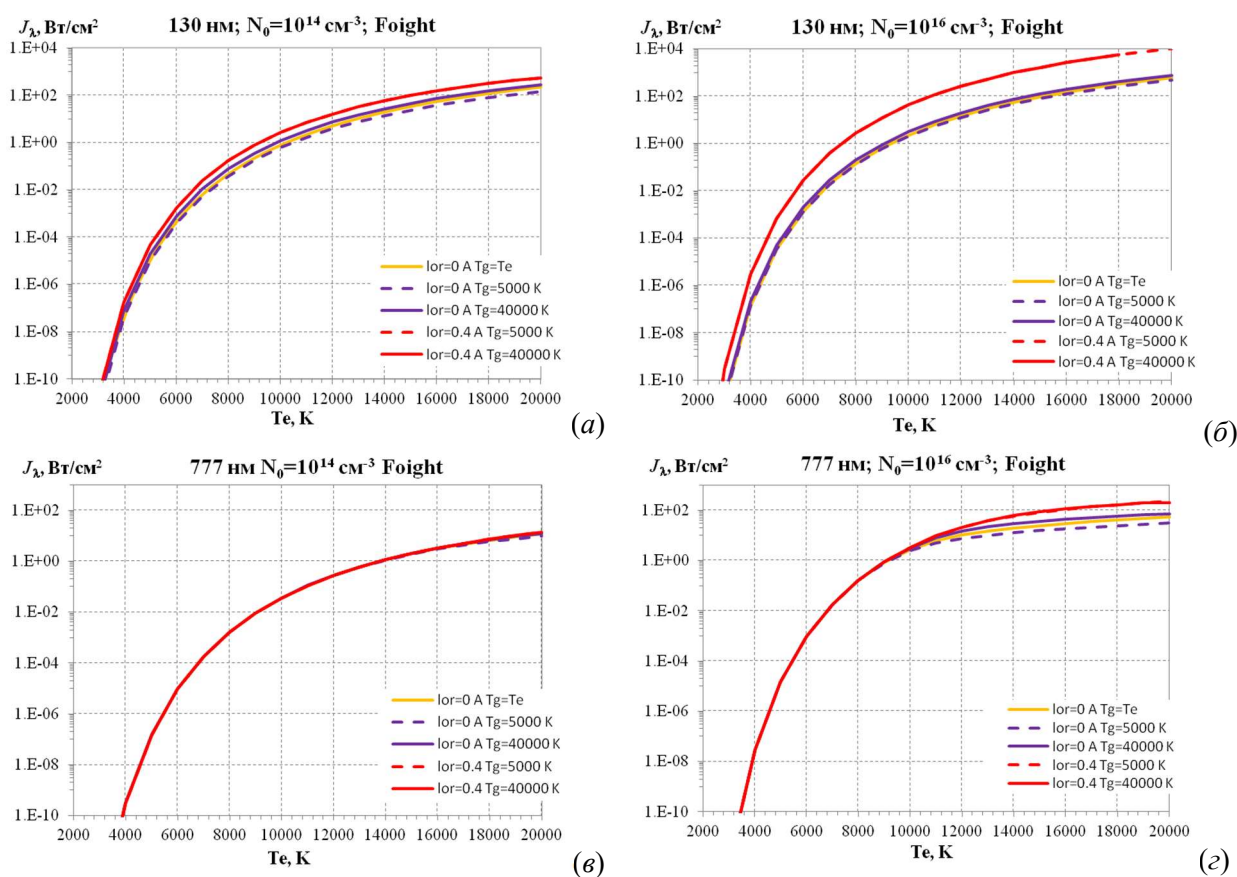


Рис. 10. Влияние дополнительного уширения лоренцевого типа на зависимости наблюдаемой интенсивности излучения резонансной линии атома О 130 нм (а) и (б) и мультиплета видимого диапазона 777 нм (в) и (г) от T_e при $T_g = 5000$ (пунктирные линии) и $T_g = 40000$ К (сплошные линии). $\Delta\lambda_{lor} = 0$ А (фиолетовые линии) и $\Delta\lambda_{lor} = 0.4$ А (красные линии). Оранжевые кривые соответствуют зависимостям при $T_g = T_e$ и $\Delta\lambda_{lor} = 0$ А

На рис. 10 приведены расчеты, демонстрирующие влияние дополнительного уширения лоренцевого типа на температурные зависимости наблюдаемой интенсивности спектральных линий 130 и 777 нм атома кислорода. На рис. 11 приведены результаты аналогичных расчетов для спектральных линий атома азота 120 и 868 нм.

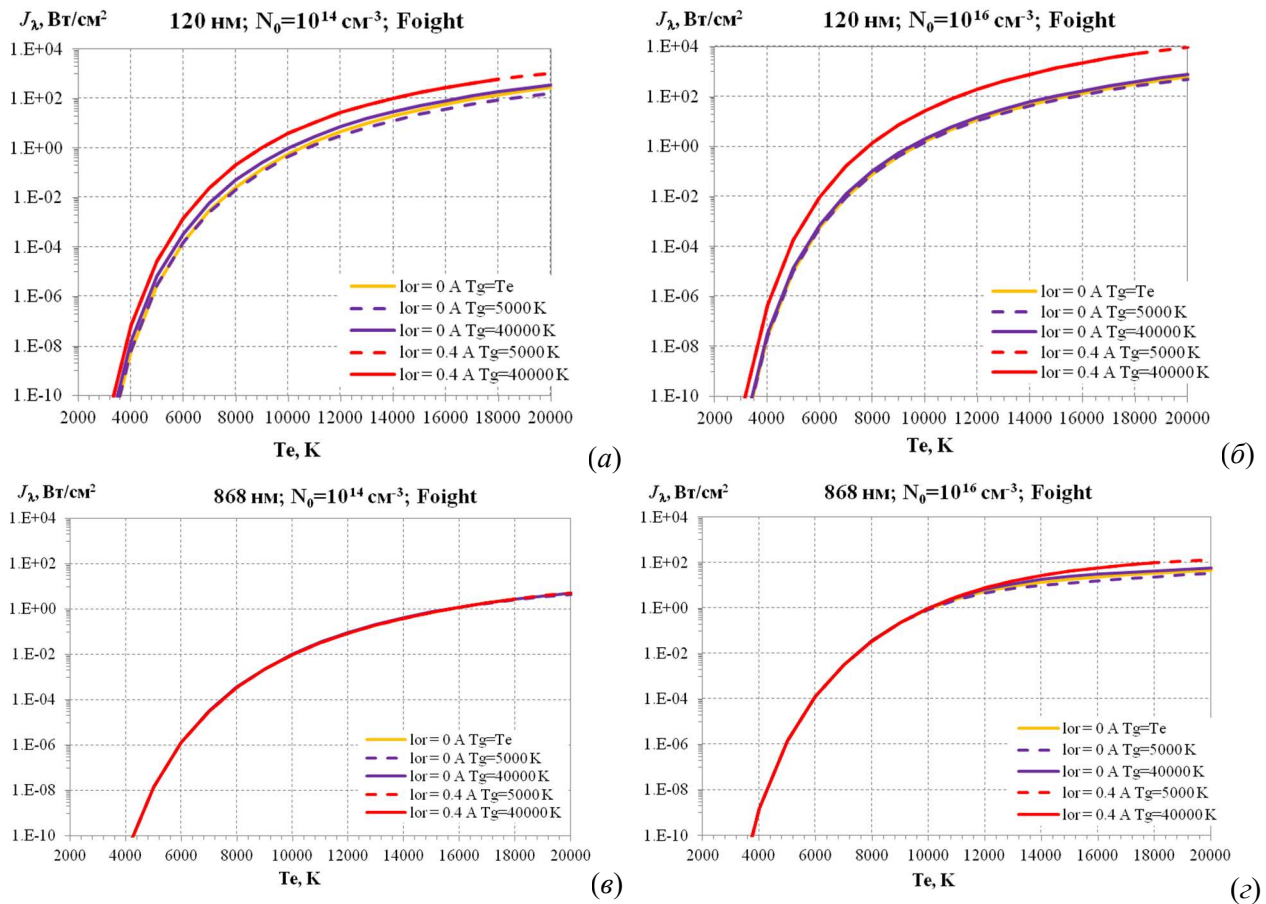
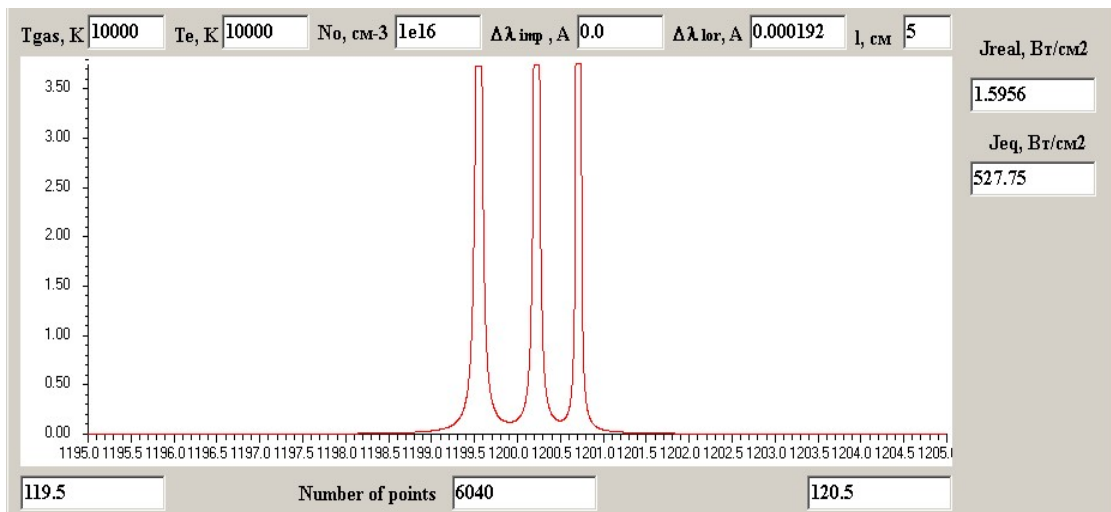
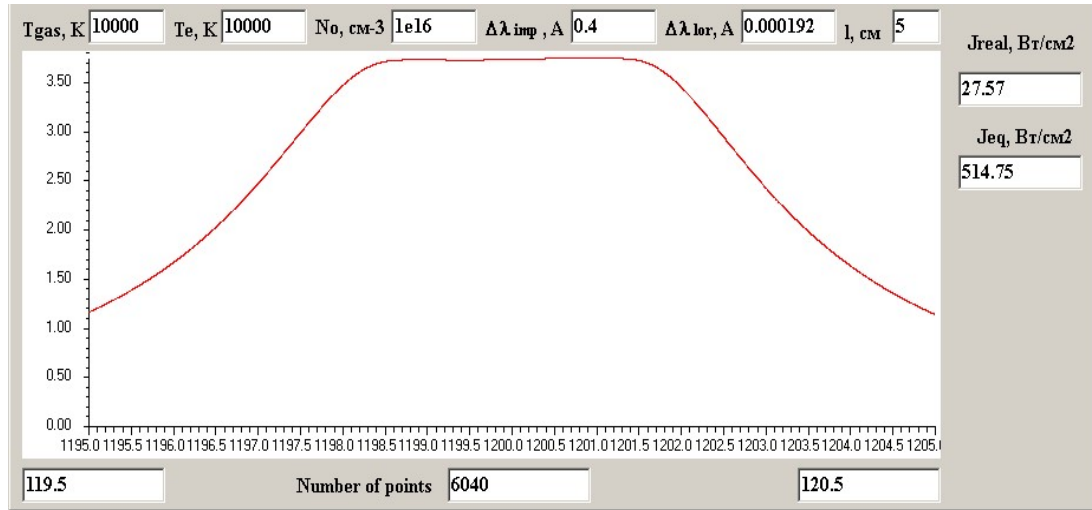


Рис. 11. Влияние дополнительного уширения лоренцевого типа на зависимости наблюдаемой интенсивности излучения резонансной линии атома азота 120 нм (а) и (б) и мультиплета видимого диапазона 868 нм (в) и (г) от электронной температуры (T_e) при значениях газовой температуры $T_g = 5000$ К (пунктирные линии) и 40000 К (сплошные линии). $\Delta\lambda_{lor} = 0$ А (фиолетовые линии) и $\Delta\lambda_{lor} = 0.4$ А (красные линии). Оранжевые кривые соответствуют зависимостям при $T_g = T_e$ и $\Delta\lambda_{lor} = 0$ А.

Расчеты, приведенные на рис. 10 и 11, выполнены с учетом ширины спектрального диапазона, регистрируемого экспериментальной аппаратурой, и равного в нашем случае ~ 1 нм. На рис. 12 приведены контуры линий мультиплета 120 нм при $T_g = T_e$, $N_0 = 10^{16}$ см⁻³ и естественной ширине линии $\Delta\lambda_{lor} = 0.000192$ нм при дополнительном уширении лоренцевого типа $\Delta\lambda_{imp} = 0.0$ А (а) и $\Delta\lambda_{imp} = 0.4$ А (б).



(а) $\lambda = 120$ нм; $N_0 = 10^{16}$ см⁻³; $T_g = T_e = 10000$ К; $\Delta\lambda_{imp} = 0.0$ А



(b) $\lambda = 120$ нм; $N_0 = 10^{16}$ см $^{-3}$; $T_g = T_e = 10000$ К; $\Delta\lambda_{\text{imp}} = 0.4$ А

Рис. 12. Контуры мультиплета атома азота 120 нм при $T_g = T_e = 10000$ К в пределах спектрального диапазона измерительной аппаратуры (1 нм) при дополнительной лоренцевой ширине линии $\Delta\lambda_{\text{imp}} = 0.0$ А (a) и $\Delta\lambda_{\text{imp}} = 0.4$ А (б)

Из данных, приведенных на рис. 10 и 11, можно сделать следующие выводы: 1) для всех линий лоренцево уширение нивелирует воздействие газовой температуры; 2) для резонансных линий увеличение лоренцевой ширины линии ослабляет эффект от действия самопоглощения излучения, что увеличивает зависимость от концентрации частиц. Графики на рис. 13 явно демонстрируют эти выводы.

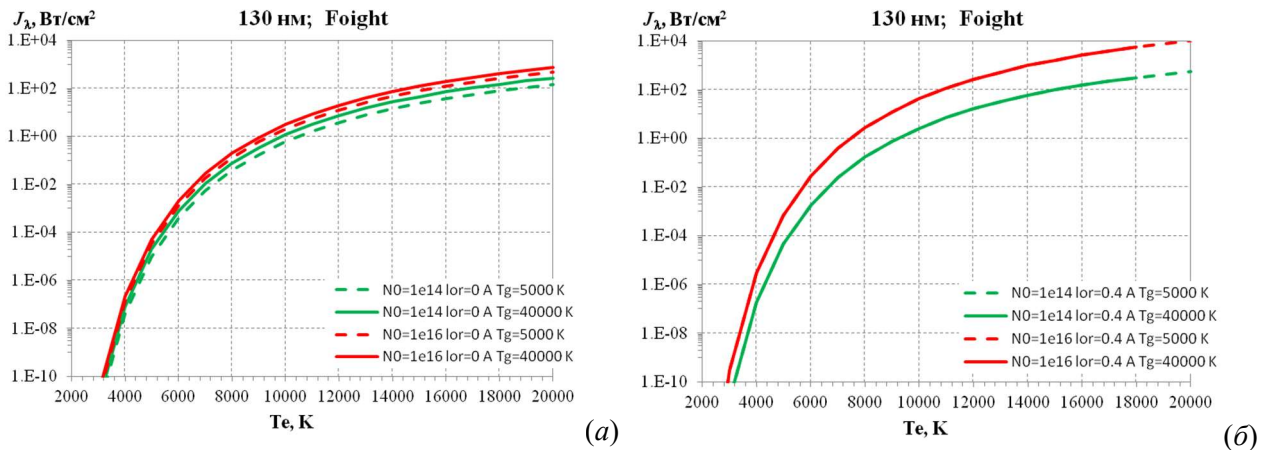


Рис. 13. Влияние газовой температуры на температурную зависимость наблюдаемой интенсивности излучения в отсутствие дополнительного лоренцевого уширения $\Delta\lambda_{\text{lor}} = 0$ А (a) и при $\Delta\lambda_{\text{lor}} = 0.4$ А (б) на примере резонансной линии атома кислорода 130 нм

Принятая величина лоренцевого уширения в 0.4 А примерно в 20 раз больше доплеровской ширины линии 130 нм атома кислорода при $T_g = 10000$ К. Естественная ширина линии 130 нм составляет 0.00035 А, доплеровская ширина – 0.016 А при $T_g = 5000$ К и 0.047 А при $T_g = 40000$ К. Для резонансного уширения линии при не очень больших давлениях используется оценка [9]

$$\Delta\nu_{\text{рез}} = \frac{2}{3\pi} \frac{e^2}{m\nu} f N_0 \quad \text{или} \quad \Delta\lambda_{\text{рез}} = \frac{A_{21}}{12\pi^3} \frac{\lambda^5}{c} N_0, \quad (16)$$

где e, m – заряд и масса электрона; f – сила осциллятора линии; A_{21} – коэффициент Эйнштейна; c – скорость света; N_0 – концентрация частиц.

Оценка по формуле (16) для резонансной линии атома азота 120 нм дает величину резонансного уширения $\Delta\lambda_{\text{рез}}[\text{A}] \approx 10^{-21} N_0 [\text{см}^{-3}]$, т.е. $\Delta\lambda_{\text{рез}} \approx 10^{-5}$ А при $N_0 = 10^{16} \text{ см}^{-3}$ и $\Delta\lambda_{\text{рез}} \approx 10^{-4}$ А при $N_0 = 10^{17} \text{ см}^{-3}$. Эти значения меньше доплеровской ширины линии и гораздо меньше величины 0.4 А для которой приведены данные расчетов на рис. 10, 11 и 13.

Следует отметить, что различие в величинах лоренцевого уширения линий, вычисленных с помощью различных расчетных моделей, может достигать нескольких раз [10]. На рис. 14 приведены значения различных типов уширения линий атома азота в зависимости от длины волны, полученных в [11] при $T = 11000$ К с использованием расчетного кода NEQAIR. Видно, что штарковское и доплеровское уширения являются преобладающими во всей спектральной области, включая диапазон вакуумного ультрафиолета. Ван-дер-Ваальсовское уширение, вызванное столкновениями с нейтральными частицами, резонансное уширение, вызванное столкновениями с подобными частицами, и естественное уширение в вакуумно-ультрафиолетовой, ультрафиолетовой и видимой областях спектра не вносят значительного вклада в общее уширение линий. Аналогичная картина наблюдается для уширения линий атома кислорода [11].

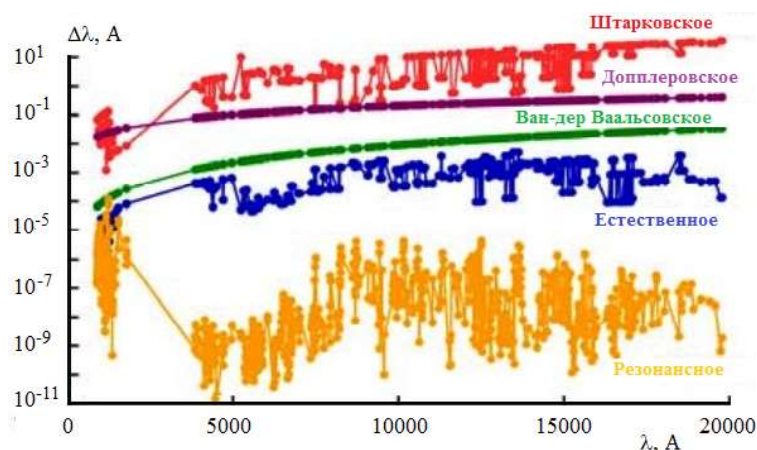


Рис. 14. Значения различных типов уширения линий атома азота, вычисленных в [11] с помощью расчетного кода NEQAIR

Таким образом, в результате проведенного исследования можно прийти к следующим выводам:

1) данные по измерению интенсивности излучения резонансных линий в ударной волне могут быть использованы для определения температуры заселенности энергетических уровней атомов;

2) используя данные по измерению интенсивности излучения спектральных линий атомов азота и кислорода из видимого диапазона в совокупности с данными по электронной температуре можно определить концентрацию атомов. Это справедливо до тех пор, пока для линий из видимого диапазона выполняется условие оптически тонкого слоя (когда можно пренебречь поглощением). Как показывают данные рис. 15 этот рубеж наступает, когда измеряемая интенсивность линии превышает уровень в 1 Вт/см^2 .

Интересно ещё сопоставить температурные зависимости наблюдаемой интенсивности излучения линии из вакуумного ультрафиолета и линии из видимого диапазона. На рис. 16 представлено такое сопоставление для линий атома кислорода 130, 615 и 777 нм при значениях концентрации атома 10^{15} , 10^{16} , 10^{17} , 10^{18} и 10^{19} см^{-3} . На рис. 17 аналогичное сопоставление приведено для линий атома азота 120, 124 и 868 нм.

Из графиков видно, что при концентрации атомов кислорода выше 10^{16} см^{-3} в диапазоне температур $\sim (4000 \div 10000 \text{ К})$ наблюдаемая интенсивность излучения линии 777 нм выше интенсивности излучения резонансной линии 130 нм. При меньшей концентрации атомов такой эффект не наблюдается. Интенсивность излучения линии 615 нм сравнивается с интен-

сивностью линии 130 нм при температуре ~ 8000 К и концентрации атомов 10^{19} см^{-3} . Энергия верхнего уровня линии 130 нм составляет 76794 см^{-1} , линии 777 нм ~ 86630 см^{-1} , а линии 615 нм – 102865 см^{-1} .

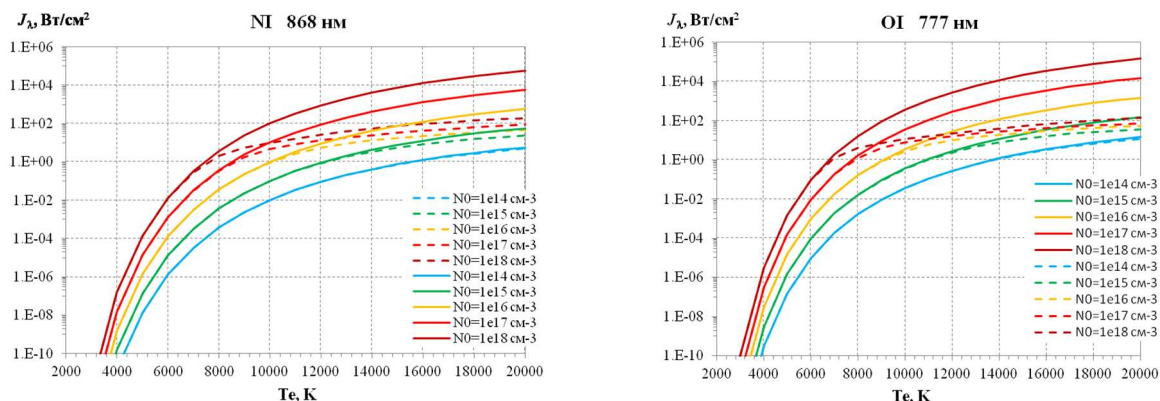


Рис. 15. Влияние поглощения на интенсивность излучения атомов азота и кислорода на длинах волн 868 и 777 нм, соответственно

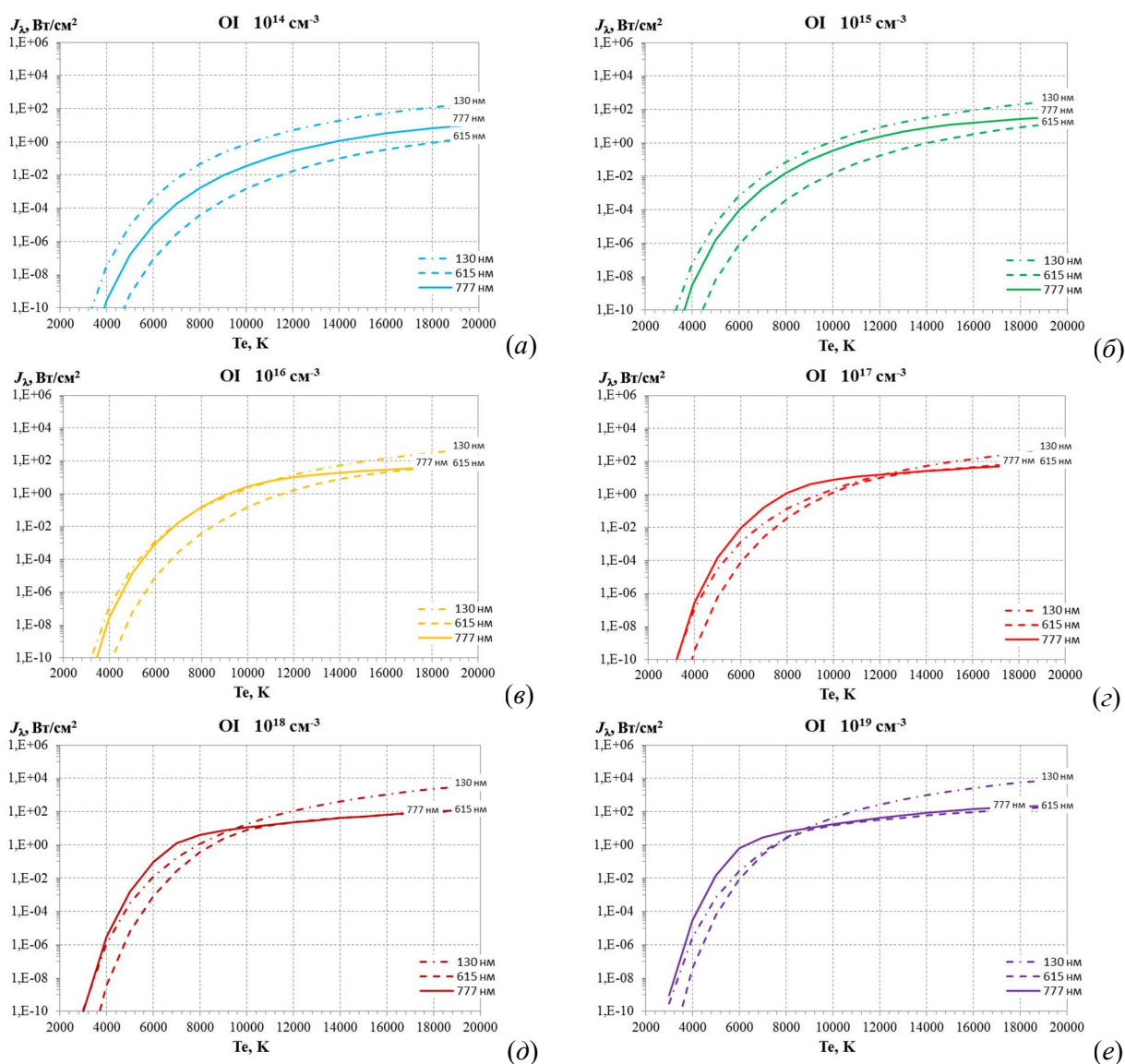


Рис. 16. Сопоставление температурных зависимостей наблюдаемой интенсивности излучения линий атома кислорода 130, 615 и 777 нм при концентрации атомов 10^{14} (а), 10^{15} (б), 10^{16} (в), 10^{17} (г), 10^{18} (д), 10^{19} (е) см^{-3}

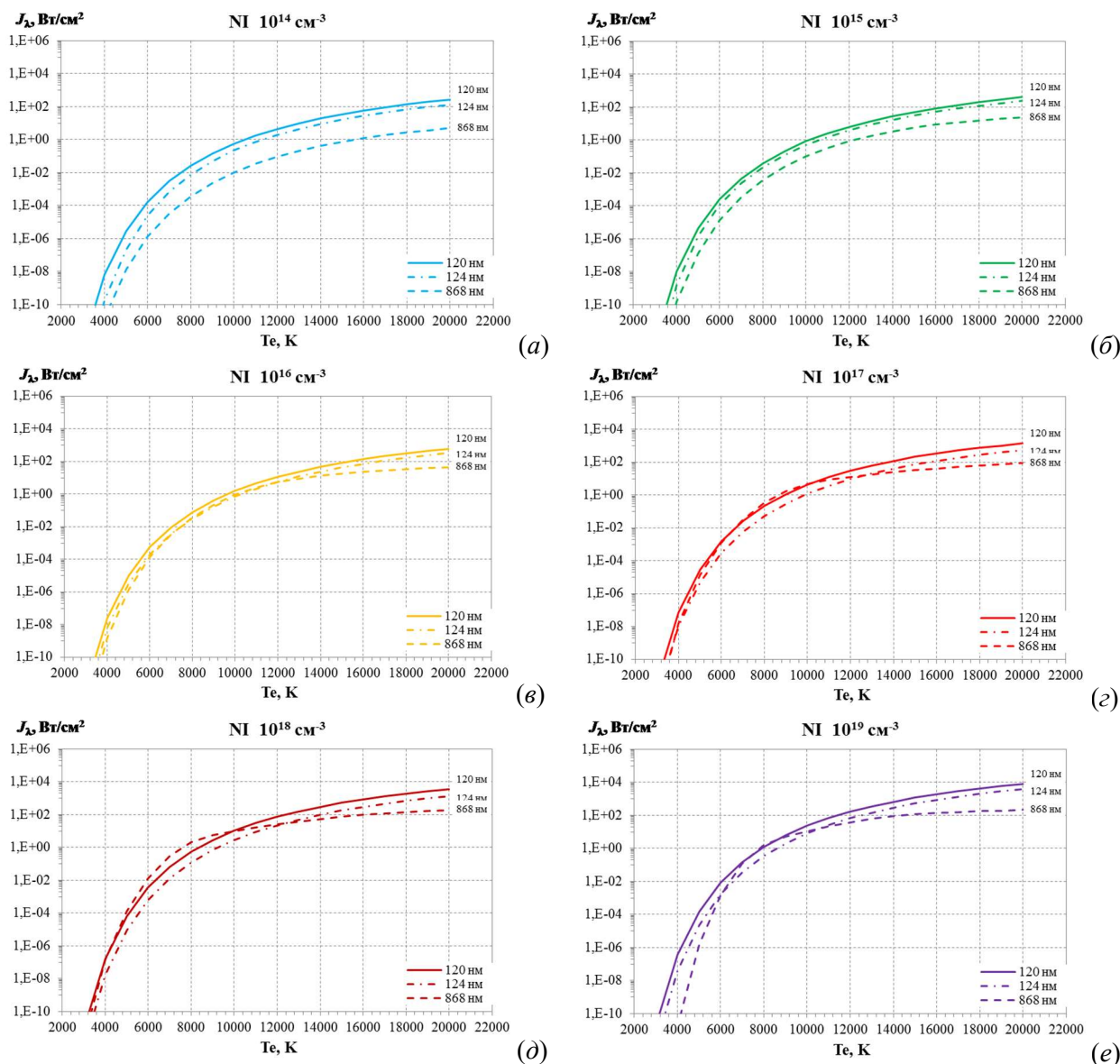


Рис. 17. Сопоставление температурных зависимостей наблюдаемой интенсивности излучения линий атома азота 120, 124 и 868 нм при концентрации атомов 10^{14} (а), 10^{15} (б), 10^{16} (в), 10^{17} (г), 10^{18} (д), 10^{19} (е) см^{-3}

Аналогично случаю атомов кислорода у атомов азота интенсивность линии видимого диапазона 868 нм начинает превышать интенсивность линии 124 нм, начиная с концентрации 10^{16} см^{-3} , а линии 120 нм – с концентрации 10^{17} см^{-3} . При этом энергия верхнего уровня линии 120 нм составляет $\sim 83300 \text{ см}^{-1}$, линии 124 нм – $\sim 99663 \text{ см}^{-1}$, а линии 868 нм – $\sim 94800 \text{ см}^{-1}$. Отсюда можно заключить, что измеряя в одном эксперименте интенсивности излучения линий из видимого и ультрафиолетового диапазонов может дать дополнительную информацию об временной эволюции температуры и концентрации излучающей компоненты.

4. Заключение

В результате проведенных исследований показано, что данные по измерению интенсивности излучения резонансных линий атомов азота и кислорода в вакуумно-ультрафиолетовом диапазоне могут быть использованы для определения температуры заселенности энергетических уровней атомов. Используя данные по измерению интенсивности излучения спектральных линий атомов азота и кислорода из видимого диапазона в совокупности с дан-

ными по электронной температуре можно определить концентрацию атомов. Это справедливо до тех пор, пока для линий из видимого диапазона выполняется условие оптически тонкого слоя (когда можно пренебречь поглощением).

Благодарности и ссылки на гранты

Работа выполнена при частичной поддержке грантом Российского научного фонда № 23-19-00096, а также в рамках государственного задания Министерства науки и высшего образования Российской Федерации «Экспериментальное и теоретическое исследование кинетических процессов в газах» (номер гос. регистрации АААА-А19-119012990112-4).

Литература

1. Uyanna O., Najafi H. Thermal protection systems for space vehicles: A review on technology development, current challenges and future prospects // *Acta Astronaut.* 2020. V. 176. Pp. 341–356.
2. Wei H., Morgan R. G., McInture T. J., Brandis A. M., Johnson C. O. Experimental and Numerical Investigation of Air Radiation in Superorbital Expanding Flow // *AIAA Paper* 2017-4531.
3. Surzhikov S. Dependence of the Parameters of Shock Layer for Super-Orbital Space Vehicles at Increasing of Entry Velocity // *AIAA Paper* 2017-1147.
4. Beyer J., Pfeiffer M., Fasoulas S. Non-equilibrium radiation modeling in a gas kinetic simulation code // *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer.* 2022. V. 280. No. 108083.
5. Лохте-Хольтгревен В. Методы исследования плазмы. Л.: Наука. 1970.
6. Arnold J. O., Whiting E. E., Lyle G. C. Line by line calculation of spectra from diatomic molecules and atoms assuming a Voigt line profile // *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer.* 1969. V. 9. Pp. 775–798.
7. NIST Atomic Spectra Database, Version 5.9. Gaithersburg: NIST, 2021. <https://doi.org/10.18434/T4W30F>
8. Быкова Н. Г., Забелинский И. Е., Ибрагимова Л. Б., Козлов П. В., Стовбун С. В., Тереза А. М., Шаталов О. П. Радиационные характеристики воздуха в ультрафиолетовой и вакуумной ультрафиолетовой областях спектра за фронтом сильных ударных волн // *Химическая физика.* 2018. Т. 37. № 2. С. 35–41.
9. Лебедева В. В. Техника оптической спектроскопии. М.: Изд-во МГУ, 1986.
10. Суржииков С. Т. Оптические свойства газов и плазмы. М.: Изд-во МГТУ им. Н.Э. Баумана, 2004.
11. Bose D., McCorkle E., Thompson C., Bogdanoff D., Prabhu D. K., Allen G. A., Jr., Grinstead J. Analysis and model validation of shock layer radiation in air // *AIAA Paper* 2008-1246.

References

1. Uyanna O., Najafi H., Thermal protection systems for space vehicles: A review on technology development, current challenges and future prospects, *Acta Astronautica*, 2020, vol. 176, pp. 341–356. DOI:10.1016/j.actaastro.2020.06.047
2. Wei H., Morgan R. G., McInture T. J., Brandis A. M., Johnson C. O., Experimental and Numerical Investigation of Air Radiation in Superorbital Expanding Flow, *AIAA Paper* 2017-4531. <https://doi.org/10.2514/6.2017-4531>
3. Surzhikov S., Dependence of the Parameters of Shock Layer for Super-Orbital Space Vehicles at Increasing of Entry Velocity, *AIAA Paper* 2017-1147. <https://doi.org/10.2514/6.2017-1147>
4. Beyer J., Pfeiffer M., Fasoulas S. Non-equilibrium radiation modeling in a gas kinetic simulation code, *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer*, 2022, vol. 280, no. 108083. <https://doi.org/10.1016/j.jqsrt.2022.108083>
5. Lochte-Holtgreven W., *Plasma Diagnostics*. Ed. North-Holland, Amsterdam; Interscience (Wiley), New York, 1968.

6. Arnold J. O., Whiting E. E., Lyle G. C., Line by line calculation of spectra from diatomic molecules and atoms assuming a Voigt line profile, *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer*, 1969, vol. 9, pp. 775–798. [https://doi.org/10.1016/0022-4073\(69\)90075-2](https://doi.org/10.1016/0022-4073(69)90075-2)
7. NIST Atomic Spectra Database, Version 5.9. Gaithersburg: NIST, 2021. <https://doi.org/10.18434/T4W30F>
8. Bykova N. G., Zabelinskii I. E., Ibragimova L. B., et al., Radiation Characteristics of Air in the Ultraviolet and Vacuum Ultraviolet Regions of the Spectrum behind the Front of Strong Shock Waves, *Russ. J. Phys. Chem. B*, 2018, vol. 12, pp. 108–114. <https://doi.org/10.1134/S1990793118010165>
9. Lebedeva V. V., *Technique of optical spectroscopy*, Moscow: Izd-vo MSU, 1986 [in Russian].
10. Surzhikov S. T., *Optical properties of gases and plasma*, Moscow: Bauman Moscow State Technical University, 2004 [in Russian].
11. Bose D., McCorkle E., Thompson C., Bogdanoff D., Prabhu D. K., Allen G. A., Jr., Grinstead J., Analysis and model validation of shock layer radiation in air, AIAA Paper 2008-1246. <https://doi.org/10.2514/6.2008-1246>

Статья поступила в редакцию 12 апреля 2024 г.