

Н.И. Полетаев, А.В. Флорко.

Одесский национальный университет им. И.И. Мечникова

Возможности исследования высокотемпературных систем по абсолютным интенсивностям световых потоков.

Описана методика измерения абсолютных интенсивностей световых потоков высокотемпературных дисперсных систем. Показаны некоторые возможности исследования газовой и конденсированной фаз по результатам таких измерений.

Большинство оптико-спектральных методик исследования высокотемпературных систем предполагают проведение абсолютных измерений величин световых потоков. Объекты, с которыми приходится сталкиваться, обычно, являются объемными источниками (горящая частица, факел, плазма и т.д.) в то время как, эталонными, а точнее источниками сравнения являются, как правило, плоские источники (банд-лампа или светоизмерительная лампа, модель абсолютно черного тела и др.). Иначе говоря, приходится сравнивать световые потоки, которые попадают в спектральный прибор и далее на фотоприемник от источника сравнения и от объекта исследования. Эта задача давно решена и опубликована (проф. Голубовский Ю.Б., Санкт-петербургский университет). Однако, материалы статьи уже не доступны для начинающего научного работника. Поэтому в первой части работы обратимся к краткому описанию методики проведения абсолютных измерений световых потоков с последующей адаптацией ее к дисперсным системам.

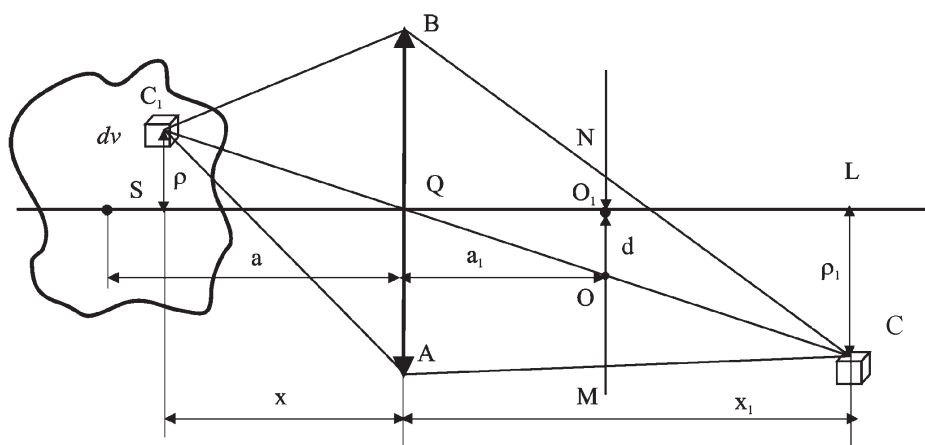


Рис. 1 Иллюстрация к определению области интегрирования световых потоков, попадающих в спектральный прибор.

Излучение объемного источника будем характеризовать спектральной интенсивностью излучения I_λ . Под I_λ понимаем энергию, излучаемую единицей объ-

ема, в единицу времени, в телесный угол равный 4π , в единичном интервале длин волн. Излучение поверхностных источников характеризуется, в частности, спектральной светимостью $r^{\text{б-л}}_{\lambda}$. Таким образом, необходимо установить связь между величинами I_{λ} и $r^{\text{б-л}}_{\lambda}$.

Для простоты, будем предполагать, что источник излучения является оптически тонким, в противном случае его можно рассматривать, как плоский.

а) Область излучения.

Прежде всего, необходимо выяснить область пространства источника, из которой излучение попадает в спектральный прибор со скрещенной входной щелью (две взаимно перпендикулярные щели с близкой шириной). Пусть фокусирующая линза характеризуется диаметром D и фокусным расстоянием F (см. рис.1). Точка, расположенная на оптической оси и удаленная от линзы на расстояние a , фокусируется в центре входной щели спектрального прибора. Последняя удалена от линзы на расстояние a_1 . Выберем элементарный объем dv в области источника, положение которого характеризуется координатами x и ρ . Будем считать, что система обладает аксиальной симметрией. Это предположение вполне оправдано, если пространственное разрешение оптической системы достаточно высоко. Этот вопрос обсудим ниже. Элемент dv фокусируется в точке, с координатами x_1 и ρ_1 (в данном случае за щелью). В плоскости входной щели точечный элемент dv фокусируется в виде светлого кружка радиуса $OM = ON = r$. Пусть центр кружка O смещен относительно центра щели O_1 на расстояние $d = OO_1$. Очевидно, что условие попадания излучения от элемента dv во входную щель прибора имеет вид:

$$r \geq d \quad (1)$$

Из подобия треугольников C_1SQ и CLQ , а также ABC и MNC , имеем: $2r/(x_1 - a_1) = D/x_1$; $\rho/x = d/a_1$; Учитывая неравенство (1), получаем:

$$D \cdot (1 - a_1/x_1)/2 \geq \rho \cdot a_1/x$$

Используя формулу тонкой линзы ($1/a_1 + 1/a = 1/F$), связывающую области объекта (x, a, ρ) и изображения (x_1, a_1, ρ_1) , после простых преобразований получаем:

$$\rho \leq \frac{D}{2} \left(1 - \frac{x}{a} \right) \quad (2)$$

Формула (1) определяет коническую поверхность с вершиной в точке a и основанием, которым является линза (см. рис.2). Она и определяет область пространства, из которой излучение объекта исследования попадает в спектральный прибор. Легко видеть, что диафрагмирование (уменьшение D) объектива приводит к увеличению, как пространственного разрешения, так и глубины резкости. Формально, при $D \rightarrow 0$ конус вырождается в прямую линию. Иначе говоря, излучение собирается вдоль луча. Естественно, что существует ряд причин, ограничивающих пространственное разрешение, в том числе неточность входной щели, дефекты оптических элементов, дифракция и др.

Обратимся теперь к определению световых потоков от банд-лампы и от объемного источника. При этом будем считать, что геометрия системы и чувствительность установки в обоих случаях остается неизменной.

б) Световой поток, попадающий на фотоприемник от банд-лампы.

Рисунок 2 иллюстрирует схему вычислений.

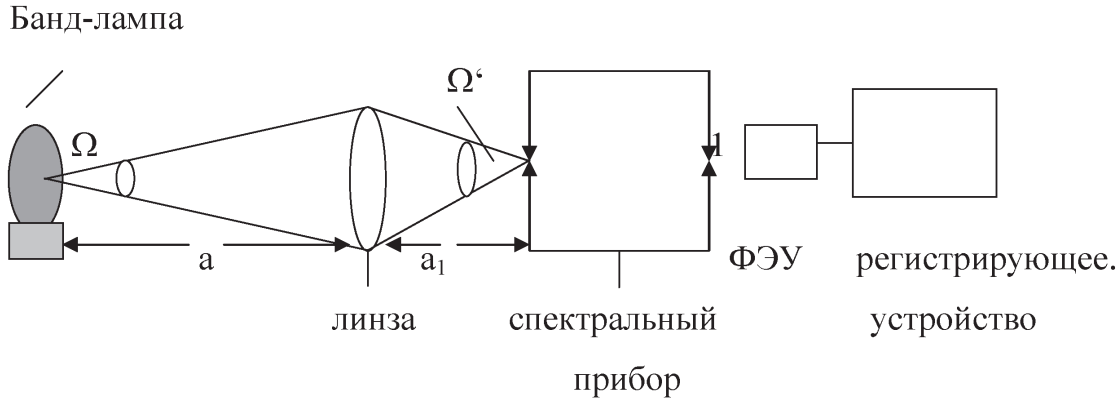


Рис 2. Иллюстрация к расчету светового потока от банд-лампы (б-л)

Введем следующие обозначения: S, S' -площади ленты б-л и ее изображения в плоскости входной скрещенной щели; $S_{вх}$ - площадь входной щели, τ - коэффициент пропускания системы; b_λ -спектральная яркость ленты б-л. Далее примем во внимание:

а) определение яркости источника:

$$d\Phi_\lambda = b_\lambda \cos \alpha \, dS \, d\Omega$$

где $d\Phi_\lambda$ - световой поток площадки dS в пределах телесного угла $d\Omega$, α - угол между нормалью к площадке и направлением излучения:

б) связь яркости и светимости для косинусного излучателя $b_\lambda = r^{\text{б-л}}_\lambda / \pi$;

в) то, что система должна обладать высоким пространственным разрешением, т.е. $D \ll a$, и, следовательно, $\cos \alpha = 1$.

С учетом выше сказанного, легко определить величину светового потока выходящего из выходной щели спектрального прибора, т.е. попадающего на фотоприемник:

$$\Phi^{\text{б-л}} = (r^{\text{б-л}}_\lambda / \pi) \cdot (S \cdot \Omega \cdot S_{вх} / S') \cdot \tau \cdot \Delta \lambda, \quad (3)$$

где $\Delta \lambda = D \cdot \Delta l = (d\lambda / dl) \cdot \Delta l$ - спектральный интервал излучения, попадающего на фотоприемник; Δl - ширина выходной щели.

Используя, что: $S' / S = a_1^2 / a^2$; $\Omega = \pi \cdot D^2 / 4a^2$; $\Omega' = \pi \cdot D^2 / 4a_1^2$, получаем:

$$\Phi^{\text{б-л}} = (r^{\text{б-л}}_\lambda / \pi) \cdot \Omega' \cdot S_{вх} \cdot \tau \cdot (d\lambda / dl) \cdot \Delta l \quad (4)$$

И, наконец, сигнал с фотоприемника, работающего в линейном режиме, равен:

$$\alpha_\lambda = K \cdot \Phi^{\text{б-л}} \quad (5)$$

в) Световой поток, попадающий на фотоприемник от оптически тонкого объемного источника.

Рассчитаем теперь поток излучения от объемного источника из области, ограниченной конической поверхностью (см. рис.1). Пусть $I_\lambda(x, \rho)$ - интенсивность излучения, тогда поток от элемента dV , проходящий через объектив, будет равен: $d\Phi_\lambda = I_\lambda \cdot dV \cdot \omega / 4\pi$, где $\omega = \pi \cdot D^2 \cdot \cos i / (4 \cdot (\rho^2 + x^2))$ - телесный угол, под которым из элемента объема dV виден объектив. Учитывая, что $\rho^2 \ll x^2$, считаем $\cos i = 1$. Изображение выделенного элемента представляет собой кружок радиуса r . Поэтому в спектральный прибор попадает лишь доля излучения, равная отношению: $S_{\text{вх}} / \pi \cdot r^2$. Тогда:

$$d\Phi_\lambda = \tau \cdot I_\lambda \cdot \frac{dV}{4\pi} \cdot \frac{\pi D^2}{4x^2} \cdot \frac{S_{\text{вх}}}{\pi r^2} \quad (6)$$

Легко видеть, что на фотоприемник попадет поток, равный

$$d\Phi = \tau \cdot I_\lambda \cdot \frac{dV}{4\pi} \cdot \frac{\pi D^2}{4x^2} \cdot \frac{S_{\text{вх}}}{\pi r^2} \cdot \beta \quad (7)$$

где β - коэффициент, учитывающий спектральный состав излучения:

$$\beta = \begin{cases} 1, & \text{если спектр линейчатый, причем спектральная ширина выходной} \\ & \text{щели } \left(\frac{d\lambda}{dl} \Delta l \right) \text{ превышает ширину линии;} \\ \frac{d\lambda}{dl} \Delta l, & \text{если спектр полосатый либо сплошной.} \end{cases}$$

Используя подобие треугольников, легко выразить r через переменную x : $r = DF((a-x)/(a-F))/2x$. Представляя dV в цилиндрической системе координат, получаем из (7):

$$d\Phi_\lambda(x, \rho) = \tau \cdot \frac{I_\lambda(x, \rho) S_{\text{вх}} (a-F)^2}{2F^2 (a-x)^2} \cdot \beta \cdot \rho \cdot d\rho \cdot dx \quad (8)$$

Проинтегрируем (8) по ρ и x в пределах $0 \leq \rho \leq D/2 \cdot (1 - x/a)$, $a - L_2 \leq x \leq a + L_1$, где L_1, L_2 - расстояния от точки "а" до задней и передней границ источника. Если система обладает высоким пространственным разрешением, то $I_\lambda(x, \rho) = I_{0\lambda} \cdot \xi(x)$, где функция $\xi(x)$ описывает зависимость интенсивности от координаты x . После интегрирования получаем поток излучения для сплошного либо полосатого спектра, попадающий на фотоприемник:

$$\Phi = \frac{\tau}{4\pi} S_{\text{вх}} I_0 \Omega' L_{\text{EFF}} \frac{d\lambda}{dl} \Delta l. \quad (9)$$

где $L_{\text{EFF}} = \int_{a-L_2}^{a+L_1} \xi(x) dx$ - эффективная протяженность источника. Легко видеть,

что для однородного источника ($\xi(x) = 1$) имеем $L_{\text{EFF}} = L_1 + L_2$.

Для линейчатого спектра

$$\Phi = \frac{\tau}{4\pi} S_{\text{вх}} I_0 \Omega' L_{\text{EFF}} \quad (10)$$

где I_0 -полная интенсивность линии.

Сигнал с фотоприемника, работающего в линейном режиме, будет равен:

$$\gamma_{\lambda} = K \cdot \Phi. \quad (11)$$

Принимая во внимание (4), (5), (9)-(11), получаем для источника сплошного спектра:

$$I_0 = \frac{\gamma_{\lambda}}{\alpha_{\lambda}} \cdot \frac{4}{L_{\text{EFF}}} \cdot r_{\lambda}^{\delta-\lambda} \quad (12)$$

Для линейчатого спектра имеем:

$$I_0 = \frac{\gamma_{\lambda}}{\alpha_{\lambda}} \cdot \frac{4}{L_{\text{EFF}}} \frac{d\lambda}{dl} \Delta l \cdot r_{\lambda}^{\delta-\lambda} \quad (13)$$

Еще раз отметим, что полученные соотношения справедливы для оптически тонких источников. В общем случае необходимо учитывать поглощение и рассеяние излучения. Эффективную протяженность источника L_{EFF} можно получить с помощью абелевских преобразований из радиальных распределений световых потоков. Отметим также, что формула (2) позволяет оценить пространственную разрешающую способность установки. Например, для $D = 1$ см и $x/a \sim 0,9$ получаем $\rho \leq 0,05$ см.

Некоторые возможности исследования светящихся объектов по абсолютным величинам световых потоков.

Обратимся теперь к информации, которую можно получить из результатов абсолютных измерений световых потоков. Начнем с радиационных потерь. Пусть площадь поверхности источника равна S , а его протяженность L_{EFF} (ширина фронта факела, зона горения и т.д.). Последняя много меньше характерных масштабов системы. Объем излучающей области $S \cdot L_{\text{EFF}}$ и, соответственно, мощность, теряемая системой за счет излучения из этого объема равна:

$$P_{\lambda} = S \cdot L_{\text{EFF}} \cdot \frac{\gamma_{\lambda}}{\alpha_{\lambda}} \cdot \frac{4}{L_{\text{EFF}}} \cdot r_{\lambda}^{\delta-\lambda}$$

Введя спектральную светимость объемного источника как

$$r_{\lambda,и} = \frac{\gamma_{\lambda}}{\alpha_{\lambda}} \cdot r_{\lambda}^{\delta-\lambda}, \quad (14)$$

получаем:

$$P_{\lambda} = 4 \cdot S \cdot r_{\lambda,и} \quad (15)$$

Интегрирование формулы (15) по λ позволяет определить мощность радиационных потерь при отсутствии информации о величине L_{EFF} . Интегрирование $r_{\lambda,и}$ а, следовательно, и измерения необходимо проводить в широком диапазоне длин волн, включающем в себя видимый и инфракрасный диапазоны, что сопряжено с рядом технических трудностей, таких как смена спектральной аппаратуры, фотоприемников, оптических элементов и т.д. Однако, для предварительных оценок, в предположении слабой зависимости спектральной испускающей способности $\varepsilon_{\lambda,и} = r_{\lambda,и}/r_{\lambda б}$ от длины волны, мощность излучения P , определяется согласно соотношению:

$$P = 4S \langle \varepsilon \rangle \sigma T_{\kappa}^4,$$

где $\langle \epsilon \rangle$ - осредненная по длинам волн величина ϵ_{λ} ; $r_{\lambda b}$ - спектральная светимость абсолютно черного тела при температуре конденсированной фазы T_k ; σ - постоянная Стефана-Больцмана.

Температуру конденсированной фазы можно измерить методами оптической пирометрии [1], в частности полицветовым методом [2] по тангенсу угла наклона $T_k = -C_2 / \tan \alpha$ графика зависимости $\ln r_{\lambda} \lambda^5$ от $1/\lambda$, где $C_2 = 1,4388 \text{ K} \cdot \text{см}$. Концентрацию возбужденных атомов или молекул n_B непосредственно можно определить при отсутствии самопоглощения излучения, согласно известному соотношению: $I_0 = A \cdot h\nu \cdot n_B$, где A - вероятность спонтанного перехода; ν - частота излучения. Концентрацию атомов и молекул в основном состоянии (фактически, полную концентрацию) можно найти по величине n_B , если известен механизм заселения и разрушения электронно-колебательных состояний. В общем случае эта задача представляется весьма сложной. Однако, для температуры $T \sim 3000 \text{ K}$ и давления $P \sim 10^5 \text{ Па}$ роль VV-и VT- процессов становится весьма значительной, что приводит к установлению больцмановского распределения заселенностей в системе колебательных уровней, как основного, так и возбужденных электронных состояний молекул. Возможно установление равновесного распределения и в системе электронных состояний, если будет велика роль ударов второго рода, т.е. при условии, что частота ν столкновений возбужденных атомов и молекул с невозбужденными будет существенно превышать вероятность спонтанных переходов. Для нерезонансных переходов величина $A \sim 10^5 - 10^6 \text{ с}^{-1}$. Оценим давления, при которых сказанное имеет место, исходя из неравенства $\nu = \sigma \cdot \langle v \rangle \cdot n \gg A$. Для $T \sim 3000 \text{ K}$, сечения столкновения $\sigma \sim 10^{-19} \text{ м}^2$, средней скорости теплового движения $\langle v \rangle \sim 10^3 \text{ м/с}$ получаем концентрацию частиц $n \gg 10^{21} - 10^{22} \text{ м}^{-3}$, которой соответствует давление $P \gg 30 - 300 \text{ Па}$. Таким образом, при давлении, превышающем $10^3 - 10^4 \text{ Па}$, имеет место равновесие между поступательными и внутренними степенями свободы молекул, т.е. электронно-колебательные уровни будут заселены согласно распределению Больцмана с газовой температурой. Электронно-колебательные полосы группируются в секвенции так, что разность между колебательными квантовыми числами комбинирующихся состояний $\Delta \nu$ есть величина постоянная. Нередко полосы секвенций сильно перенакладываются, поэтому целесообразно измерять интенсивность секвенции $I_{\Delta \nu}$ в целом, Последняя связана с концентрацией возбужденных молекул соотношением [3]:

$$I_{\Delta \nu} = \sum_{v^1} A_{v^1, v^1+1} n_{v^1} h \nu_{v^1, v^1+1} \quad (16)$$

где n_{v^1} - заселенность колебательного уровня v^1 возбужденного электронного уровня (исходного для рассматриваемой секвенции полос), ν_{v^1, v^1+1} - частота кванта полосы, A_{v^1, v^1+1} - вероятность электронно-колебательного перехода [3]. С другой стороны, при наличии ЛТР n_{v^1} связана с концентрацией невозбужденных молекул n соотношением [3]:

$$n_{v^1} = n \frac{(2 - \delta_{0, \Lambda^1})(2S + 1)}{Q_{\text{вн}}} \exp\left(-\frac{E_e + E_{v^1}}{kT}\right) \frac{kT}{hcB_{e v^1}} \quad (17)$$

где $2S+1$ - мультиплетность электронного состояния; Λ' - проекция электронного момента; $Q_{\text{вн}}$ - внутренняя статистическая сумма; E_e , E_v - энергия электронного и колебательного уровней, соответственно; $B_{\text{ев}}$ - вращательная постоянная. Суммирование проводится по всем полосам данной секвенции $\Delta\nu = \text{const}$. Интенсивность полосы $I_{\Delta\nu}$ определяется путем интегрирования (12). Если полосы не перенакладываются, то можно ограничиться обработкой одной полосы, соответственно, в выражении (16) будет присутствовать лишь одно слагаемое. Выражения (16,17) позволяют определить концентрацию молекул в основном состоянии, фактически полную концентрацию.

Обсудим теперь некоторые возможности исследования конденсированной фазы. В высокотемпературной дисперсной системе за сплошной спектр излучения ответственна к-фаза, которая является основной причиной рассеяния (s) и поглощения (a) излучения. Эффективность указанных процессов определяется соответствующими сечениями $\sigma_{a,s}$ или факторами эффективности $Q_{a,s}$. Для частиц сферической формы радиуса r имеет место соотношение $Q_{a,s} = \sigma_{a,s} / \pi r^2$. Информацию о последних получают экспериментальным, но чаще, теоретическим путем на основе теории Ми. В последнем случае требуется информация о комплексном показателе преломления вещества $\tilde{n} = n - i\chi$ в широком диапазоне температур. Отметим, что в отличие от мнимой $-\chi$, действительная часть n слабо зависит от температуры. Поэтому наиболее надежные методы получения информации о концентрации частиц и функции их распределения по размерам основаны на рассеянии излучения, эффективность которого для неметаллических частиц определяется величиной n . С другой стороны, эффективность процессов излучения и поглощения излучения зависит от мнимой части показателя преломления. Причем испускательная способность частицы считается равной фактору эффективности поглощения [4], хотя при этом приходится сталкиваться с неожиданным результатом: испускательная способность частицы может оказаться больше единицы. Однако, как показано в работе [4], никакого парадокса в этом нет.

Учитывая сказанное, а также выражения (12) и (14), легко получить для сферических частиц выражение, определяющее спектральную интенсивность излучения к-фазы:

$$I_\lambda = N_k r_{\lambda b} \int_0^\infty 4\pi r^2 Q_a(r, \lambda, n, \chi) f(r) dr = 4r_{\lambda n} / L_{\text{эфф}}, \quad (18)$$

где N_k - концентрация к-частиц; $f(r)$ - функция распределения частиц по размерам.

Формула (18) принимает наиболее простой вид для субмикронных частиц. Принимая во внимание, что для частиц $r \ll \lambda$ имеет место соотношение [4]

$$Q_a(r, \lambda, n, \chi) = a(\lambda, n, \chi) r, \quad (19)$$

получаем:

$$I_\lambda = N_k r_{\lambda b} 4\pi \langle r^3 \rangle a(\lambda, n, \chi) = 4r_{\lambda n} / L_{\text{эфф}}, \quad (20)$$

$$\text{где } \langle r^3 \rangle = \int_0^\infty r^3 f(r) dr$$

Выражение (20) позволяет по результатам измерений спектральной светимости определить одну из величин $N_k, \langle r^3 \rangle$ или $a(\lambda, n, \chi)$ при условии, что известны какие-то две из них, измеренных независимым методом. Например, концентрацию частиц N_k можно измерить по рассеянию лазерного излучения, $\langle r^3 \rangle$ - по данным дисперсного анализа.

Для относительно крупных частиц, для которых релеевское приближение не годится, выражение (18) позволяет определить N_k либо мнимую часть показателя преломления. Вводя коэффициент поглощения для единичной концентрации k - частиц $\beta_{a\lambda} = \int_0^\infty \pi r^2 Q_a(r, \lambda, n, \chi) f(r) dr$, формулу (16) можно привести к виду:

$$N_k \beta_{a\lambda} = \epsilon_\lambda / L_{\text{эфф}} \quad (21)$$

Если известен комплексный показатель преломления вещества и проведен дисперсный анализ, то, используя теорию Ми можно рассчитать спектральный коэффициент поглощения и затем определить N_k . Можно решить и обратную задачу: найти величину $\chi(\lambda, T)$, которая представляет собой исключительную ценность при решении задач о переносе излучения в дисперсных системах.

Отметим, что приведенные выше соотношения верны для оптически тонких источников, когда длина свободного пробега излучения по отношению к поглощению I_a и рассеянию I_s велика по сравнению с протяженностью источника L_{EFF} . Длину свободного пробега для монодисперсных сферических частиц можно оценить, согласно соотношению:

$$I_{a,s} = 1/(\sigma_{a,s} N_k) = 1/(Q_{a,s} \pi r^2 N_k)$$

Оценим концентрацию частиц во фронте пламени, для которой его можно считать оптически прозрачным. С учетом сказанного, $N_k < 1/(Q_{a,s} \pi r^2 L_{\text{EFF}})$.

Для характерной величины $L_{\text{EFF}} \sim 0.1$ см и завышенного значения $Q_{a,s} = 1$ получаем нижнюю оценку для концентрации частиц для различных режимов горения:

а) горение газозвеси (газовзвеси частиц Mg, Al), $r \approx 5 \cdot 10^{-6}$ см, $N_k < 10^{11}$ см⁻³. Полученная величина N_k , можно сказать, является критической. Пламя в коротковолновой части спектра является оптически плотным, однако для $\lambda > 0,7$ мкм, как показывают оценки с использованием реальных значений факторов эффективности процессов, пламя можно принять оптически тонким. Иначе говоря, при исследовании факелов частиц горящих газозвеси (продукты реакции являются субмикронными) следует быть весьма внимательным.

б) горение гетерогенное (Ti, Zr), $r \approx 2 \cdot 10^{-4}$ см, $N_k < 10^8$ см⁻³. Полученная величина более чем на два порядка превышает типичное значение N_k во фронте пламени, которое, в связи с этим, можно считать оптически тонким.

Помимо указанной информации абсолютные измерения световых потоков дают возможность определять температуру по абсолютным интенсивностям резонансных и нерезонансных линий, по интенсивностям электронно-колебательных полос, дублету Бьерума и т.д. (см., например, [1]).

Литература

1. Геращенко О.А., Гордов А.Н., и.др. Температурные измерения. - Научная думка, Киев. – 1989. – 792с.
2. Белинский Н.И., Козицкий С.В., Флорко А.В. Скоростной спектральный прибор для исследования излучательных характеристик дисперсных продуктов сгорания //Физика аэродисперсных систем. – Киев, Одесса: Вища школа. – 1985. – вып.28. – С. 88-92.
3. Кузнецова Л.А., Кузьменко Н.Е., Кузяков Ю.Я., Пластинин Ю.А. Вероятности оптических переходов двухатомных молекул. – Наука, Москва. – 1980. – 319с.
4. Борен К., Хафмен Д. Поглощение и рассеяние света малыми частицами. – Мир, Москва – 1986, 660с.

М.І. Полетаєв, О.В. Флорко

Можливості дослідження високотемпературних систем за абсолютними інтенсивностями світлового потоку.

АНОТАЦІЯ

Описано методику вимірювань абсолютних інтенсивностей світлових потоків високотемпературних дисперсних систем. Показано деякі можливості дослідження газової і конденсованої фаз за результатами таких вимірів.

N.I. Poletaev, A.V. Florko

Possibilities of High-temperature Systems Investigation by Absolute Intensities of Light Fluxes

SUMMARY

The measurement procedure of the absolute intensities of the high-temperature dispersal systems light fluxes was described. According to the measurements results some investigating possibilities of the gas and condensed phases were shown.