

*И. И. Борисов, В. В. Наумов, В. Е. Носенко,
В. А. Рейсиг, А. В. Соловьев*

ХЕМИЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ $\text{NO}+\text{O}$ В ПОТОКЕ НЕАДИАБАТИЧЕСКИ ОХЛАЖДЕННОГО ДИССОЦИИРОВАННОГО ВОЗДУХА ПРИ АТМОСФЕРНОМ ДАВЛЕНИИ

Реакция радиационной рекомбинации атомарного кислорода с окисью азота, сопровождаемая образованием электронно-возбужденных молекул NO_2^* и излучением в видимой области спектра,— один из наиболее изученных газофазных хемилюминесцентных процессов [1—3]. Тем не менее в связи с многочисленными практическими приложениями интерес к этой «модельной» реакции остается повышенным.

Сплошной спектр свечения, связанный с рекомбинационным процессом $\text{NO}+\text{O}\rightarrow\text{NO}_2+h\nu$, как известно, наблюдался еще в 30-е годы Кондратьевым при нагревании паров NO_2 в кюветах. Однако большинство исследований хемилюминесценции $\text{NO}+\text{O}$ выполнено на струе-

вых разрядных установках при малых давлениях среды (порядка 0,01 бар) и комнатных температурах. Был определен порядок реакции [4], измерена константа ее скорости [5, 6], изучено спектральное распределение в диапазоне длин волн $\lambda=0,4\div4,1$ мкм [7, 8] и влияние на нее температуры, давления и состава среды [9, 10].

Тщательные измерения, проведенные в последние годы [11], хорошо согласуются с результатами более ранних работ (с точностью +30 % при 300 К $k_x=3,4\cdot10^7$ см³·моль⁻¹·с⁻¹). Рекомбинационное свечение NO+O изучалось также в пламенах [12, 13] и ударных трубах [14, 15]. Наиболее надежные измерения константы скорости хемилюминесценции в диапазоне температур 500—1200 К проведены в [14] с использованием оригинальной разрядной установки с ударной трубкой. При $T>2000$ К, согласно данным [15], необходимо учитывать термическое излучение газа в области $\lambda>0,8$ мкм. По-видимому, по этой причине при высокотемпературных измерениях, проведенных разными авторами, наблюдается большой, до порядка величины, разброс данных. Так, если температурную зависимость константы скорости реакции аппроксимировать выражением вида $k_x=AT^n$, то значения показателя степени будут изменяться в интервале $-3\leq n\leq -1,2$.

Изучение кинетики образования электронно-возбужденных молекул в высокотемпературных газовых потоках в сильнонеравновесных условиях требует постановки специальных экспериментов. Основным газодинамическим методом создания неравновесности является замораживание релаксационных процессов при адиабатическом расширении среды в сверхзвуковых соплах [16]. Возможны и неадиабатические способы замораживания, не связанные с потерей плотности среды: например, путем создания температурных градиентов в газе при истечении через щелевой теплообменник [17].

Цель настоящей работы — исследовать хемилюминесценцию NO+O в высокотемпературном потоке неравновесного диссоциированного воздуха при атмосферном давлении.

Эксперименты проводились на газодинамической установке, описанной в [17]. Атмосферный воздух нагревался в электродуговом подогревателе и через переходной канал поступал в «успокоительную» камеру, где устанавливалось термодинамическое равновесие. Затем газ подвергался интенсивному конвективному охлаждению в щелевом закалочном теплообменнике и в химически неравновесном состоянии истекал в виде плоской свободной струи в атмосферу. Истечение сопровождалось желто-зеленым свечением. Диапазон изменения тока дуги составлял 200—350 А, напряжения — 100—150 В при расходе воздуха 1,1—1,9 г/с и давлении в «успокоительной» камере $p=1,2\div1,6$ бар. Среднемассовая температура газа на входе в теплообменник T_0 определялась калориметрированием водоохлаждаемых узлов подогревателя, переходного канала и «успокоительной» камеры при известной мощности электрической дуги. Изменение режима работы подогревателя и использование переходных каналов различной длины позволяло регулировать начальную температуру газа в широких пределах ($3000\leq T_0\leq 4500$ К).

Для замораживания исходного состава диссоциированного воздуха применялись медные водоохлаждаемые плоские щелевые каналы сечением 1×20 мм, длиной 30 и 60 мм. В отличие от сверхзвукового сопла, в котором адиабатическое охлаждение потока связано с понижением плотности, в закалочном теплообменнике охлаждение среды происходит почти изобарно, т. е. при постоянной или возрастающей плотности. Это приводит к увеличению концентрации излучающих компонентов. Изменение длины закалочных каналов позволяло регулировать температуру газа на выходе из теплообменника T_k в диапазоне 1500—2500 К.

Концентрации компонентов на выходе из теплообменника находились в результате численного решения уравнений химической кинетики с использованием изменения вдоль канала газодинамических параметров: скорости u , p и T (рис. 1, а). Расчет проводился итерационно до совпадения расчетного значения энтальпии газа на выходе из теплообменника $H_{K, \text{расч}}(T_K) = \sum H_i(T_K) c_i$ с измеренной величиной

$H_{K, \text{изм}}(T_K) = H_0(T_0) - \Delta H$, где c_i и $H_i(T_K)$ — массовые доли и удельные энтальпии компонентов воздуха на выходе из теплообменника, $H_0(T_0)$ — начальная энтальпия газа, ΔH — измеренный перепад энтальпии в теплообменнике.

Исходное распределение температуры вдоль канала задавалось по данным [18], где в аналогичных условиях эксперимента измерялся

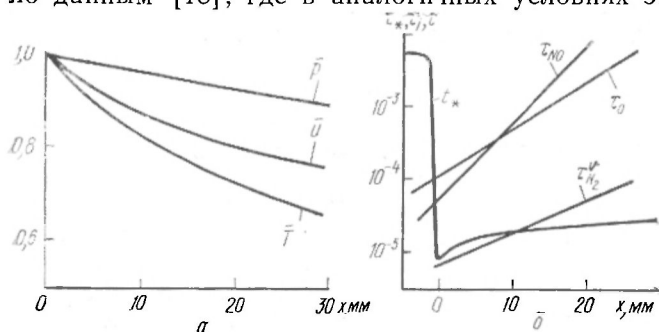


Рис. 1. Изменения средней массовой температуры, скорости и давления при значениях на входе в канал $T_0=3400$ К, $p_0=1,2$ атм, $G=1,4$ г/с (а) и характерных времен (б) вдоль канала.

перепад энтальпии в секционных теплообменниках такой же геометрии. Физико-химические процессы в диссоциированном воздухе описывались по схеме, приведенной в [19], с дополнительным учетом быстрой реакции $\text{NO}_2 + \text{O} \rightarrow \text{NO} + \text{O}_2$ [20]. Для экспресс-анализа эффективности замораживания состава во время экспериментов применялся также аналитический метод бревского типа, основанный на сравнении характерного времени охлаждения потока t_* [17] с временами химической релаксации компонентов τ_0 и τ_{NO} в диссоциированном воздухе [19]. На рис. 1, б приведено изменение характерных времен ($\tau_{\text{N}_2}^v$ — время колебательной релаксации N_2) вдоль канала, согласно которому переход от равновесия к химически замороженному состоянию происходит практически на входе в теплообменник (точки пересечения кривых $\tau_i = t_* = |d \ln T / dt|^{-1}$ — точки мгновенного замораживания), при этом колебательная энергия молекул не замораживается. Полагается, что при дальнейшем течении в канале состав газа не изменяется. Как показало сравнение с численным счетом, этот метод дает приемлемую точность только для коротких щелевых каналов, где течение носит резкоградиентный характер.

В ряде экспериментов (при $T_K < 2000$ К) температура газа в свободной струе измерялась термозондом, который состоял из рамки с вытянутыми в струну платино—платино-родиевой и хромель-алюмелевой термопарами и координатного устройства. Термозонд перемещался от границы светящейся зоны (длина всей зоны составляла примерно 50 мм) вдоль оси струны вверх по потоку вплоть до выходного сечения канала. Термопарами в каждом сечении струны измерялось тепловыделение при гетерогенной рекомбинации содержащегося в потоке атомарного кислорода на более каталитичной платиновой проволочке. С точностью до 10 % температура газа, измеренная вблизи выходного сечения, соответствовала результатам расчета по тепловому балансу. Измерения температурного профиля по толщине струи показали, что на длине до 10 мм от выходного сечения размытие струи незначительно (течение ламинарно, характерное число Рейнольдса — порядка 10^3). Следовательно, светящуюся зону в этой области потока

можно рассматривать как однородный плоский источник излучения, толщина которого равна высоте щелевого канала.

Спектр излучения газа регистрировался одновременно двумя монохроматорами в комбинации с фотоумножителями: МДР-4-2 с ФЭУ-79 использовался для измерений в области $\lambda=400\text{--}750$ нм, а СРМ-2 с ФЭУ-62 — в области $\lambda=600\text{--}1200$ нм. Щелевой канал теплообменника располагался вертикально. Это позволяло считать истекающую светящуюся струю оптически тонкой и перепоглощение не учитывать. Расстояние от плоскости струи до входных щелей монохроматоров составляло 40 см. Спектральная плотность мощности излучения определялась по методике, описанной в [21]. В качестве эталонного источника использовалась вольфрамовая ленточная лампа СИ 10-300У, прокалиброванная во ВНИИ метрологии им. Д. И. Менделеева. Суммарная погрешность измерений абсолютной интенсивности не превышала 40 %.

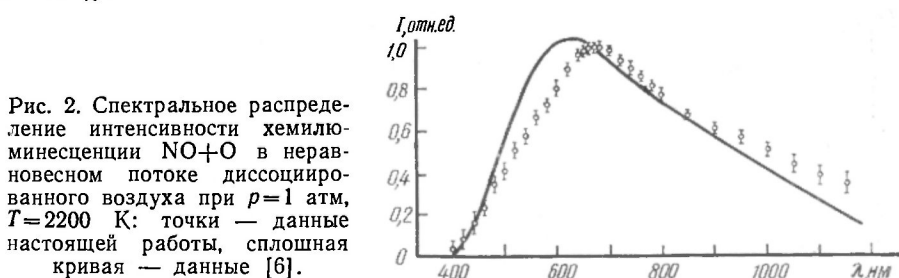


Рис. 2. Спектральное распределение интенсивности хемилуминесценции NO+O в неравновесном потоке диссоциированного воздуха при $p=1$ атм, $T=2200$ К: точки — данные настоящей работы, сплошная кривая — данные [6].

На рис. 2 приведено спектральное распределение интенсивности свечения струи I на выходе из закалочного теплообменника, соответствующее условиям $p=1$ бар, $T=2200$ К. Значения интенсивностей определялись с 95 %-ной доверительной вероятностью и нормировались относительно максимального значения, принятого за 100. Этот спектр соответствует известному спектру хемилуминесценции NO+O, наблюдаемому при комнатных температурах [6, 11], однако максимум интенсивности смещен в область больших длин волн ($\lambda_{\text{max}}=630$ нм). В широком диапазоне изменения температур спектр излучения практически не изменялся и регистрировался как квазинепрерывный. При температурах выше 3000 К в спектре наблюдалась линия меди CuI 510,5 нм.

Полученные данные о спектральной плотности мощности излучения и концентрациях атомарного кислорода и окиси азота позволяют определить спектральное распределение эффективной константы скорости хемилуминесценции $k_x(\lambda)=I_\lambda/[O][NO]$, поскольку брутто-процесс реакции вследствие большого давления среды носит кажущийся бимолекулярный характер [1]. Интеграл от этого распределения в исследованном диапазоне длин волн дает полную константу скорости хемилуминесценции. Так, при $T=2200$ К, $[O]=4 \cdot 10^{17}$ см $^{-3}$, $[NO]=2 \times 10^{17}$ см $^{-3}$ $k_x=fk_x(\lambda)d\lambda=(3,7 \pm 0,7) \cdot 10^5$ см 3 ·моль $^{-1}$ ·с $^{-1}$, что несколько меньше рекомендуемой в [20].

Помимо измерений на выходе из канала, было измерено распределение интенсивности излучения вдоль струи (рис. 3). Кривая 1 характеризует монотонное понижение температуры потока газа T_g вследствие конвекции и перемешивания свободной струи с окружающим воздухом. При скорости истечения струи порядка 500 м/с темп охлаждения потока на начальном участке является, как показывает анализ времен химической релаксации компонентов, достаточным для сохранения замороженного состава. Кривая 2 отражает изменение интенсивности ($\lambda=620$ нм) вдоль оси струи: вначале наблюдается быстрый рост, на расстоянии 7 мм от выходного сечения при температуре $T/T_K \sim 0,7$ достигается максимум $I_{\text{max}}/I_K=2,5$, затем интенсивность уменьшается.

Немонотонный характер изменения интенсивности свидетельствует о рекомбинационном происхождении электронно-возбужденных молекул NO_2^* в свободной струе. Рост интенсивности излучения (т. е. рост фотонов, излучаемых одной и той же массой газа, истекающей из «закалочного» канала) можно объяснить ускорением реакции радиационной рекомбинации $\text{NO} + \text{O}$ за счет понижения температуры потока при малом изменении массовых концентраций реагирующих компонентов. Если в выражении $k_x = AT^n$ принять согласно [14] $n = -1,55$, то $(I_{\text{max}}/I_{\text{к}})_{\text{расч}} = 2,8$, что хорошо согласуется с измеренным значением.

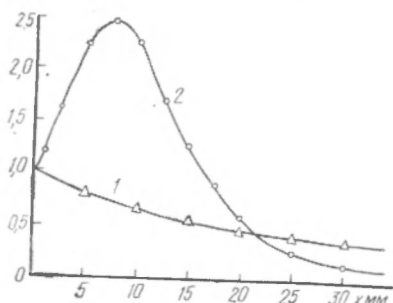


Рис. 3. Распределение интенсивности химилуминесценции $\text{NO} + \text{O}$ вдоль свободной струи (при значениях на выходе из канала $p = 1$ атм, $T = 2200$ К).

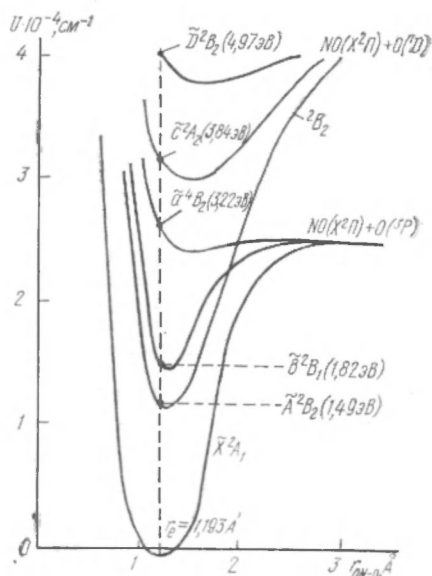


Рис. 4. Схема кривых потенциальной энергии.

Уменьшение интенсивности при большем удалении от выходного сечения, по-видимому, вызвано процессами химической релаксации в струе и дезактивацией излучающих состояний NO_2^* .

Следует отметить, что излучение потока носит существенно неравновесный характер. Так, интегральная интенсивность, измеренная на расстоянии 7 мм от выходного сечения, где $T \approx 1500$ К, $I_{\Sigma} = \int I_{\lambda} d\lambda = 10^{17}$ фотон $\cdot \text{см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$. Это более чем на два порядка превышает интенсивность равновесного излучения нагретого воздуха [15].

В настоящее время нет полной определенности в интерпретации данных об излучении в реакции $\text{NO} + \text{O}$. Приближенная схема кривых потенциальной энергии нижних электронных термов молекулы NO_2 приведена на рис. 4. Взаимное расположение и соотнесение точек на поверхностях электронно-возбужденных состояний NO_2^* , соответствующих энергии вертикальных переходов, а также равновесное межъядерное расстояние $r_{0\text{N-O}}$ основного состояния $\bar{X}^2A_1$ приведены на основании данных, систематизированных в [22, 23]. Все состояния молекулы NO_2 соответствуют слегка изогнутой конфигурации ONO .

По современным представлениям, химилуминесценция $\text{NO} + \text{O}$ протекает как процесс обращения преддиссоциации. Коротковолновая граница спектра $\lambda = 389$ нм определяется энтальпией образования молекулы NO_2 (порядка 3,12 эВ) [22]. За излучение в области спектра $\lambda > 398$ нм могут отвечать как переходы $\bar{A}^2B_2 \rightarrow \bar{X}^2A_1$, так и переходы $\bar{B}^2B_1 \rightarrow \bar{X}^2A_1$. Образующееся при рекомбинации $\text{NO}(\bar{X}^2\Pi) + \text{O}(^3P)$ состояние $\bar{B}^2B_1$ претерпевает конверсию в области сближения и пересечения потенциальных поверхностей в состояние $\bar{A}^2B_2$, которое коррелирует

с $\text{NO}(\bar{X}^2\Pi) + \text{O}(^1\text{D})$. В зависимости от степени взаимодействия с основным состоянием возбужденные состояния $^2\text{B}_1$ и $^2\text{B}_2$ могут иметь различные радиационные времена жизни: от 3 до 115 мкс [23]. Деактивация возбужденных состояний помимо прямого электронного тушения связана с многоступенчатым процессом колебательной релаксации ($k_p = 4 \cdot 10^{-10} \text{ см}^3 \cdot \text{с}^{-1}$ [1]). Это, по-видимому, и обуславливает при высоких давлениях среды сдвиг спектра в длинноволновую область.

Рассмотрим квантовую эффективность Φ рекомбинационной накачки излучающих состояний молекулы NO_2 для условий, которые могут достигаться в наших экспериментах: $p=1$ бар, $T=1000 \text{ K}$, $[\text{O}][\text{NO}] = 10^{34} \text{ см}^{-3}$. Интегральная интенсивность излучения $I_\Sigma = 5 \cdot 10^{16} \text{ фотон} \cdot \text{см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$ эквивалентна излучаемой мощности 5 мВт. Принимая среднее радиационное время жизни $\tau_{\text{рад}} = 60 \text{ мкс}$ [23], можно оценить заселенность излучающих состояний $[\text{NO}_2^*] = I_\Sigma \tau_{\text{рад}} = 3 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$. Константу скорости трехчастичной рекомбинации $k_{\text{рек}}^*$ в эти состояния определим в квазистационарном приближении, используя модель Штерна—Фольмера (константа скорости электронного тушения $k_T = 5 \cdot 10^{-12} \text{ см}^3 \cdot \text{с}^{-1}$ [1]):

$$I_\Sigma = \frac{k_{\text{рек}}^* \tau_{\text{рад}}^{-1} [\text{NO}][\text{O}][\text{M}]}{\tau_{\text{рад}}^{-1} + k_T [\text{M}]},$$

откуда $k_{\text{рек}}^* = 1,5 \cdot 10^{-33} \text{ см}^6 \cdot \text{с}^{-1}$. Суммарная константа скорости рекомбинации во все состояния при $T=1000 \text{ K}$, согласно [20], $k_{\text{рек}} = 2 \cdot 10^{-32} \text{ см}^6 \cdot \text{с}^{-1}$, следовательно, $\Phi = k_{\text{рек}}^* / k_{\text{рек}} \sim 0,1$. Приближенность кинетической модели и неопределенность сведений о временах жизни NO_2^* не позволяют сделать более точную оценку.

Принципиальное значение для оценки усиливающих свойств среды имеет вопрос о существовании инверсии заселенностей на электронных переходах $^2\text{B}_1 \rightarrow ^2\text{A}_1$ и $^2\text{B}_2 \rightarrow ^2\text{A}_1$. Созданию инверсии в условиях интенсивной рекомбинационной накачки возбужденных электронных состояний благоприятствует достаточно большое радиационное время жизни переходов и высокий темп опустошения колебательных уровней основного электронного состояния. Условие усиления света в этом случае можно представить в виде [24]

$$[\text{O}][\text{NO}] \geq [\text{NO}_2] K_p(T) \exp(hc/\lambda kT),$$

где $K_p(T)$ — константа равновесия процесса $\text{NO} + \text{O} \rightleftharpoons \text{NO}_2$ [22].

В спектральной области $\lambda \approx 1000 \text{ нм}$, где потери на поглощение в среде малы [23], а ожидаемый коэффициент усиления света максимален [24], при температуре газа меньше «предельной» $T_{\text{пр}} = 1500 \text{ K}$ [25] критерий инверсии выполняется. Для оценки коэффициента усиления воспользуемся данными о хемилюминесценции и формулой

$$\alpha^{(+)} = \frac{\lambda^5}{8\pi c} \frac{I_\lambda}{\int I_\lambda d\lambda} k_x [\text{O}][\text{NO}],$$

откуда при $\lambda = 1000 \text{ нм}$ $\alpha^{(+)} = 10^{-7} \text{ см}^{-1}$. Это значение согласуется с известными теоретическими оценками коэффициента усиления для неадиабатического способа охлаждения [26]. Малое значение $\alpha^{(+)}$ связано с большой шириной спектра хемилюминесценции. При учете дискретных электронно-колебательно-вращательных линий столкновительно-стимулированных переходов следует ожидать больших значений $\alpha^{(+)}$.

Выводы

Исследована хемилюминесценция $\text{NO}+\text{O}$ в потоке высокотемпературного неравновесного диссоциированного воздуха при атмосферном давлении. Применен метод нагрева газа в электродуговом подогревателе с последующим быстрым неадиабатическим охлаждением в щелевом «закалочном» теплообменнике. Обнаружено, что истечение газа сопровождается существенно неравновесным излучением электронно-возбужденных молекул NO_2^* , имеющим рекомбинационную природу. При высоких значениях замороженных концентраций NO и O в охлаждающейся свободной струе наблюдалось немонокотонное изменение интенсивности хемилюминесценции. Получено спектральное распределение плотности мощности излучения в диапазоне $\lambda=400\text{--}1200\text{ нм}$. Определено значение эффективной константы скорости реакции радиационной рекомбинации $\text{NO}+\text{O}\rightarrow\text{NO}_2+h\nu$. Дана оценка квантовой эффективности формирования излучающих состояний молекулы NO_2^* .

SUMMARY. Chemiluminescence of $\text{NO}+\text{O}$ has been studied in a free jet of nonequilibrium dissociated air at atmospheric pressure. A combination of an arc-heating of gas to 3000-4500 K with a further cooling to 1500-2500 K in a slot heat-exchanger has been used. Spectral distribution of the emission intensity has been determined in the wavelength range of 400-1200 nm. The rate constant has been measured for the reaction of radiative recombination $\text{NO}+\text{O}\rightarrow\text{NO}_2+h\nu$. The quantum efficiency is estimated for formation of light emission electron-excited states of NO_2^* molecule.

1. Golde M. F., Thrush B. A. Afterglows. — Repts. Progr. Phys., 1973, 36, 10, 1285—1364.
2. Физическая химия быстрых реакций / Под ред. Б. Левитта. М.: Мир, 1976. 396.
3. Возбужденные частицы в химической кинетике / Под ред. К. Бамфорда, К. Типпера. М.: Мир, 1973. 320.
4. Kaufman F. The air afterglow and its use in the study of some reactions of atomic oxygen. — Proc. Roy. Soc. A, 1958, 247, 1248, 123—139.
5. Clyne M. A. A., Thrush B. A. Mechanism of chemiluminescent combination reactions involving oxygen atoms. — Ibid., 1962, 269, 1338, 404—418.
6. Fontijn A., Meyer C. B., Schiff H. I. Absolute quantum yield measurements of the $\text{NO}+\text{O}$ reaction and its use as a standard for chemiluminescent reactions. — J. Chem. Phys., 1964, 40, 1, 64—70.
7. Vanpee M., Hill K. D., Kineyko W. R. Absolute rate constant measurements for radiative combination of atomic oxygen with nitric oxide. — AIAA J., 1971, 9, 1, 135—139.
8. Golde M. F., Roche A. E., Kaufman F. Absolute rate constant for the $\text{O}+\text{NO}$ chemiluminescence in the near infrared. — J. Chem. Phys., 1973, 59, 8, 3953—3959.
9. Becker K. N., Groth W., Thrush B. A. The air glow reaction $\text{NO}+\text{O}+(\text{M})\rightarrow\text{NO}_2^*+(\text{M})$ at low pressures. — Chem. Phys. Lett., 1970, 6, 6, 583—586.
10. Paulsen D. E., Sheridan W. F., Huffman R. E. Thermal and recombination emission of NO_2 . — J. Chem. Phys., 1970, 53, 2, 647—658.
11. Sutoh M., Marioka Y., Nakamura M. Absolute rate constant for the chemiluminescent reaction of atomic oxygen with nitric oxide. — Ibid., 1980, 72, 1, 20—24.
12. Kaskan W. E. The concentration of hydroxyl and of oxygen atoms in gases from lean hydrogen-air flames. — Combust. and Flame, 1958, 2, 3, 286—304.
13. Bulewicz E. M., Sugden T. M. Flame photometric studies of reactions induced by nitric oxide in hydrogen-oxygen-nitrogen flames. — Proc. Roy. Soc. A, 1964, 277, 1369, 143—154.
14. Hartunian R. A., Thompson W. P., Hewitt A. P. Glow-discharge shock tube for studying chemiluminescent, surface-catalytic and gas-phase reaction rates; temperature dependence of $\text{NO}+\text{O}$ and $\text{CO}+\text{O}$ chemiluminescence. — J. Chem. Phys., 1966, 44, 5, 1765—1769.
15. Levitt B. P. Temperature and wavelength dependence of the thermal emission and $\text{O}+\text{NO}$ recombination spectra of NO_2 . — Ibid., 1965, 42, 3, 1038—1047.
16. Лосев С. А. Газодинамические лазеры. М.: Наука, 1977. 336.
17. Исследование высокотемпературного теплообмена при течении газа в щелевом закалочном устройстве / И. И. Борисов, В. В. Наумов, Т. В. Михалевская, В. А. Рейсиг. — ИФЖ, 1982, 43, 1, 31—37.
18. Амбразевичус А. Б. Высокотемпературные теплообменники для закалки газов в плазмохимической технологии. — В кн.: Гидродинамика и конвективный теплообмен в теплообменниках. Минск, 1981, 85—109.

19. *Захаров Ф. И., Рейсиг В. А.* Время релаксации физико-химических процессов в воздушной плазме. — В кн.: *Преобразование энергии МГД и термоэлектрическими методами*. Киев, 1981, 110—120.
20. *Кондратьев В. Н.* Константы скорости газофазных реакций. М.: Наука, 1970. 351.
21. *Носенко В. Е., Соловьев А. В.* К методике измерения спектральной плотности мощности излучения. Киев, 1982. 30. (Препринт / ИФ АН УССР; № 16).
22. *Термодинамические свойства индивидуальных веществ: В 4-х т. / Под ред. В. П. Глушко.* М.: Наука, 1978. 1. 496.
23. *Окабэ Х.* Фотохимия малых молекул. М.: Мир, 1981. 500.
24. *Кочелап В. А., Кукибный Ю. А., Пекар С. И.* О некоторых хемилюминесцентных реакциях в газах и возможности их использования в химических лазерах на электронных фотопереходах. — *Квантовая электрон.*, Москва, 1974, 1, 2, 279—287.
25. *Гордон Е. Б.* Реакции радиационной рекомбинации и фоторекомбинационные лазеры. — В кн.: *Газодинамические лазеры и лазерная фотохимия*. М., 1978, 25—34.
26. *Кочелап В. А., Кукибный Ю. А.* Тепловая накачка фоторекомбинационных лазеров. — *Квантовая электрон.*, Киев, 1976, 10, 27—42.