

НЕЛИНЕЙНЫЕ ОПТИЧЕСКИЕ ЯВЛЕНИЯ В АТМОСФЕРЕ

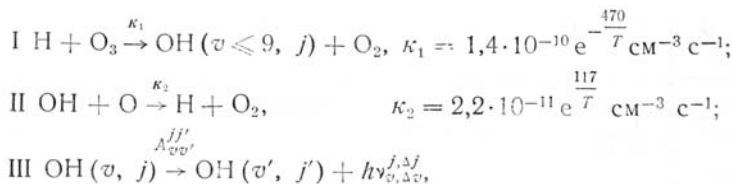
УДК 551.593

А.М. Самусенко

ОБ ОДНОМ МЕХАНИЗМЕ ГИДРОКСИЛЬНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ АТМОСФЕРЫ

Рассмотрен механизм гидроксильного свечения верхней атмосферы, обусловленный взаимодействием окружающей среды с газообразными соединениями, происхождение которых связано с человеческой деятельностью. Показано, что на высотах 80–100 км интенсивность гидроксильного излучения области взаимодействия может на порядок и более превосходить среднюю интенсивность этого же излучения в невозмущенной атмосфере.

Атмосферные источники гидроксильного излучения расположены в области высот $z \in 80-100$ км, причем основным механизмом свечения гидроксила является хемилюминесцентный механизм [1–2]:



где κ_i – константы скорости процессов I и II, $A_{v'j'}^{j,j'}$ – коэффициент Эйнштейна перехода $vj \rightarrow v'j'$.

Данная модель достаточно корректно описывает усредненные по большому промежутку времени характеристики гидроксильного излучения, Однако интерпретация в рамках этой модели неусредненных («мгновенных») наблюдаемых величин наталкивается на существенные трудности. Причин здесь несколько. Во-первых, сама атмосфера подвержена быстрым, а главное, труднопредсказуемым колебаниям как динамических, так и термодинамических параметров (например, температуры и концентраций малых составляющих), влияющих на эмиссию гидроксильного слоя. В связи с этим наблюдаемые «мгновенные» значения интенсивности гидроксильного излучения, разделенные некоторым промежутком времени, даже для одной и той же местности часто внешне без видимых оснований различаются на один-два порядка величины [3]. Отсюда вытекает вторая причина: механизмы возбуждения и дезактивации OH (и) в атмосфере изучены недостаточно полно. Третья причина связана уже не с недостатком данных об атмосферных процессах, а с тем фактом, что константы скорости даже для тех механизмов, которые считаются твердо установленными, известны плохо. Все это приводит к тому, что во многих случаях отличие расчетных от неусредненных по большому промежутку времени наблюдаемых значений интенсивности гидроксильной эмиссии составляет порядки величин. Ниже будет показано, что на перечисленные выше причины могут наслаиваться еще и дополнительные факторы, связанные с антропогенным воздействием на атмосферу.

При движении летательного аппарата в атмосфере Земли формируется перемещающееся в пространстве долгоживущее образование (которое для простоты в дальнейшем назовем следом), представляющее собой смесь продуктов сгорания топлива и атмосферных газов. Типичный состав выхлопных газов, их содержание, а также другие необходимые параметры приведены в табл. 1.

Таблица 1

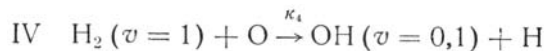
Типичные значения относительных концентраций C_{M_i} и температур выхлопных газов [4, 5]

| T, K | M_t | | | | | | | | | | | | | | Литература |
|------|----------------|------|------------------|-----------------|------|----------------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|------------|
| | H ₂ | CO | H ₂ O | CO ₂ | HCl | N ₂ | H | OH | Cl | Na | NaCl | K | KCl | PbO | |
| 1800 | 0,29 | 0,24 | 0,14 | 0,02 | 0,15 | 0,083 | 1,3–3 | 5,5–5 | 3,7–4 | 1,7–6 | 2,0–4 | 9,6–8 | 8,0–8 | — | [4] |
| 2000 | 0,19 | 0,19 | 0,25 | 0,042 | 0,18 | 0,088 | 1,4–3 | 4,0–4 | 9,0–4 | — | — | — | — | — | [4] |
| 1120 | 0,15 | 0,4 | 0,2 | 0,1 | — | 0,12 | 6,0–5 | ~0 | — | — | — | — | — | 2,0–3 | [5] |

Примечание: $a-b = a \cdot 10^{-b}$.

Между продуктами сгорания и активными малыми составляющими атмосферы возможны химические реакции. Такая ситуация, в частности, имеет место в мезосфере и нижней термосфере, когда среди продуктов сгорания топлива присутствует молекулярный водород. В силу того, что начальная колебательная температура H_2 равна ~ 2000 К, струя расширяется быстро, а скорость колебательной релаксации возбужденного водорода при давлениях, меньше 10^{-5} атм, мала [6–8], доля $H_2(v=1)$ составляет до 4% от общего содержания H_2 в следе.

Недавно установлено, что при низких температурах реакция



протекает намного порядков быстрее, чем та же реакция с $H_2(v=0)$. Эксперимент выполнен только при температуре $T = 302 \pm 2$ К. Измеренное значение $K_4 = 1_{-0,6}^{+0,9} \cdot 10^{-14} \text{ см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$ [9]. Более широкий диапазон температур был охвачен в серии расчетов K_4 на основе модельных потенциалов взаимодействия H_2 с O [10–12]. Результаты расчетов для определенных потенциалов хорошо согласуются с экспериментальным значением K_4 . Их экстраполяция к $T = 200^\circ\text{К}$ (характерная температура атмосферы на высотах 80–100 км) дает:

$$\kappa_4 \simeq 2 \cdot 10^{-15} \text{ см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}.$$

Реакция IV свидетельствует о том, что по сравнению с окружающей атмосферой в следе имеется дополнительный источник атомарного водорода. Для нахождения концентрации $[H]_{\text{дон}}$ наряду с процессами I–IV необходимо рассматривать также динамические процессы расширения следа. К сожалению, совместное рассмотрение этих двух процессов значительно усложняет задачу. Цель же настоящей работы прежде всего в том, чтобы определить влияние механизма IV на гидроксильное свечение следа без усложняющих задачу обстоятельств. Оказывается, в приближении быстрого турбулентного смешения продуктов сгорания и атмосферы ее можно достичь относительно просто, если описывать изменение атомарного водорода и сопутствующих ему радикалов не в единице объема, как это обычно делается, а во всем объеме следа.

Для простоты положим, что след цилиндрически симметричен, а его ось направлена вдоль z . Очевидно, радиус следа — функция времени $R(t)$. На начальном этапе образования следа смешение продуктов сгорания с атмосферой предполагается настолько быстрым, что на интересующих нас временах концентрации атмосферных составляющих в следе и окружающем пространстве практически одинаковы. (Вопрос о влиянии процессов I, II и IV на концентрации $[O_3]$ и $[O]$ исследован в Приложении). В качестве объема V выберем часть следа с такой толщиной δz , чтобы возможные перемещения массы вдоль z были несущественны. Тогда путем интегрирования по объему следа V кинетико-газодинамических уравнений, описывающих изменение концентраций реагентов в пространстве и во времени, для величин $\int_V [H]_{\text{дон}} dV$, $\int_V [OH]_{\text{дон}} dV$, $\int_V [H_2(1)] dV$ можно получить систему уравнений

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt} \int_V [H_2(1)] dV &= -\kappa_4 [O] \int_V [H_2(1)] dV; \\ \frac{d}{dt} \int_V [H]_{\text{дон}} dV &= \kappa_4 [O] \int_V [H_2(1)] dV + \kappa_2 [O] \int_V [OH]_{\text{дон}} dV - \kappa_1 [O_3] \int_V [H]_{\text{дон}} dV; \\ \frac{d}{dt} \int_V [OH]_{\text{дон}} dV &= \kappa_4 [O] \int_V [H_2(1)] dV + \kappa_1 [O_3] \int_V [H]_{\text{дон}} dV - \kappa_2 [O] \int_V [OH]_{\text{дон}} dV. \end{aligned} \quad (1)$$

В силу того, что $\frac{\kappa_4 [O]}{\kappa_2 [O] + \kappa_1 [O_3]} \approx 10^{-4}$, а для $z \geq 80$ км $\frac{\kappa_2 [O]}{\kappa_1 [O_3]} \gg 1$, решение системы (1) при $t > 1$ с записывается весьма просто:

$$\begin{aligned} \int_V [H_2(1)] dV &= \int_{V_0} [H_2(1)] dV e^{-\kappa_4 [O] t}, \\ \int_V [H]_{\text{дон}} dV &= 2(1 - e^{-\kappa_4 [O] t}) \int_{V_0} [H_2(1)] dV, \\ \int_V [OH]_{\text{дон}} dV &= 2 \frac{\kappa_1 [O_3]}{\kappa_2 [O]} (1 - e^{-\kappa_4 [O] t}) \int_{V_0} [H_2(1)] dV, \end{aligned} \quad (2)$$

$$V_0 \equiv \pi R_0^2 \delta z, \quad R_0 \equiv R(t=0).$$

При помощи (2) легко найти средние концентрации радикалов в следе на заданной высоте. Для этого достаточно интегральное число радикалов разделить на величину $R^2(t)\delta z$. Поскольку в нашем случае влияние химических процессов на термодинамическое состояние следа невелико, то функция $R(t)$ находится независимо путем решения газодинамических уравнений. С учетом атмосферной составляющей $[H]_0$ для интересующей нас средней концентрации $[H]$ в следе будем иметь

$$\overline{[H]} = \overline{[H]}_{\text{доп}} + [H]_0 = \frac{2R_0^2}{R^2(t)} \overline{[H_2(1)]}_0 (1 - e^{-\kappa_1[O]t}) + [H]_0, \quad (3)$$

где

$$\overline{[H_2(1)]}_0 = \frac{1}{\pi R_0^2 \delta z} \int_{V_0} [H_2(1)] dV.$$

Функция $R(t)$, вообще говоря, является сложной функцией времени [13]. Если вначале след расширяется быстро, то с увеличением t этот процесс становится все более медленным. Наконец, он приобретает черты квазистационарного образования, дальнейшее разрушение которого обусловлено атмосферными процессами.

Несмотря на сложный характер эволюции следа, зависимость $R(t)$ подчиним диффузионному закону

$$R^2(t) = R_0^2 \left(1 + \frac{t}{\tau_d(t)} \right). \quad (4)$$

Такая запись удобна потому, что на относительно коротких промежутках времени с хорошей степенью точности можно считать $\tau_d(t) = \tau_d = \text{const}$. При этом сложный характер расширения следа отражен в том, что характерное время τ_d в отличие от классической диффузии записано в виде функции t . Подставляя (4) в (3), для $t > 1$ с и $\tau_d(t) = \text{const}$, находим

$$\overline{[H]}_1 \simeq 2\tau_d \kappa_d [O] \overline{[H_2(1)]}_0 + [H]_0. \quad (5)$$

Формула (5) свидетельствует о том, что несмотря на расширение следа, концентрация в нем атомарного водорода не уменьшается с течением времени. В дальнейшем в качестве модели положим, что при $t \lesssim 100$ с $\tau_d(t) \simeq \tau_d = 2,5$ с.

Представляет также интерес рассмотреть состояние следа на временах $\sim (\kappa_1[O])^{-1}$. С одной стороны, на таких временах основная часть $[H_2(v=1)]$ будет переработана в $[H]$. С другой стороны, следует ожидать, что для $z \sim 80-100$ км след на $t \sim (\kappa_1[O])^{-1} \gtrsim 10^3$ с эволюционирует весьма медленно. Поэтому с хорошей степенью точности его размеры можно считать фиксированными. Для выбранной модели смешения характерное значение величины $R^2(t)/R_0^2$ при $t \gtrsim 10^3$ с может изменяться от одной до нескольких сотен. Ниже в качестве модели примем, что $R^2(t)/R_0^2 = 200$. Тогда получим

$$\overline{[H]}_2 \simeq 10^{-2} \overline{[H_2(1)]}_0 + [H]_0, \quad t \sim (\kappa_1[O])^{-1}. \quad (6)$$

Таблица 2

Концентрации (в см^{-3}) активных компонентов следа

| Компоненты следа | z, км | | | | | | | |
|----------------------------------|-------|--------|-------|-------|------|------|------|------|
| | 82,5 | 85 | 87,5 | 90 | 92,5 | 95 | 97,5 | 100 |
| $[H]_0$ (10^{-8}) | 2 | 3 | 3 | 2 | 1,4 | 1,0 | 0,8 | 0,6 |
| $[O]$ (10^{-11}) | 0,4 | 0,6—2 | 1,5—3 | 2—6 | 3—6 | 3—6 | 3—7 | 3—8 |
| $[H_2(1)]_0$ (10^{-11}) | 6,8 | 5,8 | 4,8 | 3,4 | 2,8 | 2,3 | 1,8 | 1,2 |
| $\overline{[H]}_1$ (10^{-8}) | 4,7 | 6,5—15 | 10—17 | 10—24 | 9—18 | 8—15 | 7—14 | 4—11 |
| $\overline{[H]}_2$ (10^{-8}) | 70 | 61 | 51 | 36 | 29 | 24 | 18,8 | 12,6 |

В табл. 2 приведены атмосферные концентрации атомарного кислорода и водорода, модельное распределение $\overline{[H_2(1)]}_0$, а также значения $\overline{[H]}_1$ и $\overline{[H]}_2$. Модельное распределение $\overline{[H_2(1)]}_0$ полностью

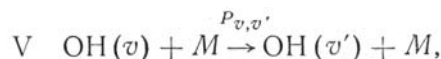
определяется динамикой турбулентного смешения газообразных продуктов сгорания и атмосферы. Для концентраций атомарного кислорода даны верхняя и нижняя границы имеющихся на сегодняшний день экспериментальных данных [14–15]. Большинство, из этих данных тяготеет к верхнему пределу. Приведенные значения $[H]_0$ типичны для теоретических расчетов [16–17]. Экспериментальные данные об $[H]_0$ получены совсем недавно (см. [18]) и они существенно меньше табличных значений.

Из табл. 2 видно, что для выбранной модели концентрации атомарного водорода в следе в течение длительного промежутка времени намного превосходят его концентрации в атмосфере. Отметим, что значения $[\overline{H}]_2$ для $z \leq 85$ км возможно сильно завышены. Дело в том, что для $z \leq 85$ км характерное время $(\kappa_1[O])^{-1}$ порядка 10^4 с. На таких больших временах размеры следа скорее всего уже не удовлетворяют использованной при выводе (6) величине отношения $R^2(t) / R_0^2$.

Энергия $\varepsilon_{v,\Delta v}^{i,Aj}$ гидроксильного излучения перехода $vj \rightarrow v'j'$, излученная единицей объема следа по всем направлениям в единицу времени (функция источников), в случае равновесия по вращательным степеням свободы пропорциональна величине $[OH]_v$, ($[OH]_v$ – заселенность колебательного уровня v гидроксила). Система уравнений для нахождения $[OH]_v$ составляется на основании схемы I–IV и в принципе мало чем отличается от обычно используемой системы уравнений для описания гидроксильного излучения атмосферы

$$\frac{d[OH]_v}{dt} = \kappa_4 [H] [O_3] f_v + \sum_{s=v+1}^9 (A_{s,v} + P_{s,v}) [OH]_s - [OH]_v \sum_{s=0}^{v-1} (A_{s,v} + P_{s,v}) - \kappa_{2v} [OH]_v. \quad (7)$$

В (7) $P_{s,v}$ – скорость переходов $s \rightarrow v$ за счет VT-процессов



f_v – начальная функция распределения молекул OH по колебательным уровням в реакции I.

Характерные времена процессов, представленных в уравнении (7), порядка долей секунды. Так как интересующие нас времена существенно больше, то при решении (7) достаточно ограничиться квазистационарным режимом. Соответствующее решение получено в [19] и в обозначениях данной задачи имеет вид

$$[OH]_v = \kappa_4 [H] [O_3] \sum_{s=0}^9 f_s \varphi_{s,v}(0), \quad (8)$$

где $\varphi_{s,v}(0)$ – специальная функция, которая зависит от констант $P_{s,v}$, $A_{s,v}$, $k_{2,v}$ и вычисляется при помощи рекуррентных соотношений [20]. Если известны константы, расчет $[\overline{OH}]_v$, а значит, и $\varepsilon_{v,\Delta v}^{i,Aj}$ тривиальны. К сожалению, их неопределенность в настоящее время столь велика, что дать надежное количественное описание гидроксильного излучения не представляется возможным ни для атмосферы, о чем упоминалось ранее, ни для следа. В данной ситуации более уместно рассчитывать не абсолютные значения $[OH]_v$, а относительную величину $[OH]_v / [OH]_{0,v}$. Такой подход позволяет исключить из рассмотрения ряд неопределенностей. В частности, можно не учитывать наименее определенную из всех сомножителей (8) сумму $\sum_{s=0}^9 f_s \varphi_{s,v}(0)$ (при условии, конечно, что тушение в следе и атмосфере происходит одинаковым образом).

Концентрации озона так же, как и остальных малых составляющих атмосферы, известны достаточно хорошо, несмотря на то, что число измерений $[O_3]$ исчисляется несколькими десятками. Здесь имеет место и неточность измерений, но основная причина все же заключается в исключительно большой изменчивости $[O_3]$ из-за суточных, сезонных, широтных вариаций верхней атмосферы. Переход от абсолютных к относительным концентрациям значительно упрощает дело, так как в данном случае требуется знать только высотный профиль $[O_3]$, структура которого более устойчива к атмосферным колебаниям по сравнению с абсолютными значениями.

В табл. 3 приведены значения произведения $[H][O_3]$, которое, как функция z , фактически эквивалентно профилям $[OH]_v$ и $[OH]_{0,v}$. При составлении табл. 3 использованы типичные профили $[O_3]$ ([21, 22] – эксперимент, [23] – численное моделирование). Концентрации $[H]_1$ рассчитывались только для профиля с максимальными значениями $[O]$.

На основании данных табл. 3 видно, что гидроксильное излучение следа не только намного интенсивней атмосферного, но и сдвинуто в область больших высот. Таким образом, если VT-столкновения и важны для расчета гидроксильного излучения, их роль в следе менее существенна, чем в атмосфере (из-за падения атмосферного давления с увеличением z).

Значения произведения $10^{-15} [\text{H}] [\text{O}_3]$ в см^{-6} для различных профилей $[\text{O}_3]$ и $[\text{H}]$
(верхняя строка — $[\text{H}]=[\text{H}]_0$, нижняя строка — $[\text{H}]=[\text{H}]_1$)

| Источ- ник | z, км | | | | | | | |
|---------------|-------|-----|------|-----|------|-----|------|------|
| | 82,5 | 85 | 87,5 | 90 | 92,5 | 95 | 97,5 | 100 |
| [21] | 8 | 21 | 25,5 | 18 | 8,4 | 2 | — | — |
| | 19 | 105 | 146 | 208 | 108 | 30 | — | — |
| [22] | 18 | 24 | 24 | 16 | 10 | 3 | 0,6 | 0,1 |
| | 42 | 120 | 136 | 184 | 130 | 45 | 8,6 | 2,1 |
| [23] | 8 | 6 | 24 | 60 | 56 | 30 | 8 | 1,2 |
| | 20 | 30 | 136 | 690 | 736 | 450 | 128 | 21,2 |

Спектральная интенсивность излучения представляет собой интеграл от функции источников вдоль наблюдения l

$$I_\nu = \int_l \varepsilon_{\nu, \Delta\nu}^{j, \Delta j} \frac{dl}{4\pi} \sim \int_l [\text{OH}]_\nu dl. \quad (9)$$

Если процессы V несущественны, то по форме спектр следа повторит атмосферный спектр. В противном случае в гидроксильном спектре следа по сравнению с атмосферой более интенсивными окажутся линии, обусловленные эмиссией с высоковозбужденных колебательных состояний.

Сравним между собой интенсивности гидроксильного излучения следа и атмосферы вдоль оси z , для чего вычислим интеграл (см. табл. 4; δz_i в расчетах полагалось равным 2,5 км).

$$\int_z [\text{H}] [\text{O}_3] dz \simeq \sum_{\delta z_i} [\text{H}] [\text{O}_3] \delta z_i.$$

Таблица 4

Значение $10^{-15} \sum_{\delta z_i} [\text{H}][\text{O}_3]\delta z_i$ в см^{-5} для различных профилей $[\text{H}]$ и $[\text{O}_3]$

| Профиль H | Профиль $[\text{O}_3]$ | | |
|----------------|------------------------|------|------|
| | [21] | [22] | [23] |
| $[\text{H}]_0$ | 96 | 111 | 202 |
| $[\text{H}]_1$ | 635 | 700 | 2222 |

Интегральная по спектру интенсивность излучения вдоль оси Z находится при помощи формул (8), (9) и имеет вид

$$I = \frac{\kappa_1}{4\pi} \int_z [\text{H}] [\text{O}_3] dz \sum_n E_n f_n. \quad (10)$$

Сумма в (10) — энергия накачки за счет химических реакций. Для процесса I $\sum_n E_n f_n$ примерно равна 3 эВ. Подставляя в правую часть (10) численные значения величин, для профиля [22], например, получим

$$I_0 \simeq 5 \text{ MR}, \quad I_1 \simeq 31 \text{ MR} \left(1 \text{ MR} = 10^{12} \frac{\text{Фотон}}{\text{см}^2} \right).$$

Таким образом, для выбранной модели смешения в течение нескольких минут (см. Приложение) гидроксильное излучение следа примерно на порядок интенсивней атмосферного излучения. В действительности различие может быть и большим, так как рассчитанное значение I_0 в пять раз больше средних наблюдаемых значений интенсивности гидроксильного излучения атмосферы.

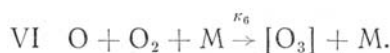
В заключение обсудим вопрос о влиянии на гидроксильное свечение атомарного водорода, который содержится в продуктах сгорания топлив (по сравнению с H остальными радикалами, приведенными в табл. 1, можно пренебречь). На первый взгляд, исходные атомы должны играть важную роль: при $C_{\text{H}} = 10^{-3}$ начальные концентрации водорода в следе для $z = 80 - 100$ км составляют $5 \cdot 10^{10} \div 7,5 \cdot 10^9$. Однако здесь необходимо отметить следующее обстоятельство. Столь большая относительная доля радикалов в [4] обусловлена только одной причиной — высокими значениями (~ 2000 К) температур. Уже при $T = 1120$ К (см. табл. 1) величина C_{H} уменьшается настолько, что влияние радикалов сказывается в основном на самой ранней стадии расширения следа. Учтем, что продукты сгорания, прежде чем смешаться с атмосферой, проходят сложную эволюцию, в процессе которой их температура уменьшается от ~ 2000 до ~ 200 К. Ясно, что при столь низких температурах приведенные в табл. 1 значения C_{H} не могут служить надежными данными при исследовании вопроса о роли первичных радикалов в гидроксильном свечении следа. Если все же допустить, что доля радикалов в следе такая же, как и в первых двух строках табл. 1, то тогда на начальной стадии развития следа $\tau_{\text{хим}} = (k_1[\text{H}])^{-1} \sim 2 \div 10$ с. Эта величина сравнима с характерным временем турбулентного смешения, и для решения задачи требуется совместное рассмотрение кинетических и газодинамических уравнений.

Приложение

Выясним, как процессы I, II и IV влияют на концентрации $[\text{O}_3]$ и $[\text{O}]$ в следе. Уравнение, описывающее $\{O_3\} \equiv \int_V [O_3] dV$ во времени, имеет вид

$$\frac{d\{O_3\}}{dt} = -\kappa_1 \overline{[\text{H}]} \{O_3\} - \sum_i \kappa_{M_i} [M_i] \frac{\{O_3\}}{1 + \frac{t}{\tau_d}} + \frac{\pi R_0^2 \delta z}{\tau_d} [O_3] + \kappa_6 [\text{O}] [\text{O}_2] [M] \pi R_0^2 \delta z \left(1 + \frac{t}{\tau_d}\right). \quad (\text{П.1})$$

Первый и второй члены в правой части (П. 1) отвечают за убыль озона при его взаимодействии с атомарным водородом и продуктами сгорания топлива. Третий и четвертый члены описывают вклад от источников озона в следе соответственно за счет турбулентного подмешивания из окружающего пространства и рекомбинации кислорода по механизму



Механизм VI — постоянно действующий источник озона не только в следе, но и в атмосфере. Для стационарной атмосферы справедливо равенство

$$\kappa_1 [\text{H}]_0 [\text{O}_3] = \kappa_6 [\text{O}] [\text{O}_2] [M]. \quad (\text{П.2})$$

Выпишем решение (П. 1), преобразованное с помощью (П. 2), для случая, когда влиянием продуктов сгорания можно пренебречь:

$$\overline{[O_3]} = [O_3] \left(1 + \tau_d \kappa_1 [\text{H}]_0 - \frac{[\text{H}]_0}{[\text{H}]}\right) \frac{1 - e^{-\kappa_1 \overline{[\text{H}]} t}}{\kappa_1 \overline{[\text{H}]} (t + \tau_d)} + [O_3] \frac{[\text{H}]_0}{[\text{H}]} \frac{t}{t + \tau_d}. \quad (\text{П.3})$$

Из (П. 3) следует, что на временах, меньших чем $(k_1 \overline{[\text{H}]})^{-1} \sim (10^{-11} \cdot 10^9) = 100$ с, концентрации озона в следе примерно такие же, как и в атмосфере. При $t > (k_1 \overline{[\text{H}]})^{-1}$ величина $\overline{[O_3]}$ уменьшается от значения $[O_3]$ до другого стационарного значения, равного $[O_3] \frac{[\text{H}]_0}{[\text{H}]}$.

Время, в течение которого происходит этот переход, будет определяться как наименьшее из двух величин, а именно: величины $(k_1 [\text{H}]_0)^{-1} \sim 10^3$ с и характерного динамического времени, при котором прекращается перемешивание следа и атмосферы. Не исключено, однако, что при $t \gtrsim 10^3$ с на состоянии следа начнет уже сказываться влияние собственно атмосферных динамических процессов.

Учет второго слагаемого при решении (П. 1) не оказывает существенного влияния на характерные времена изменения величины $\overline{[O_3]}$. Его роль в основном сводится к уменьшению по сравнению с

(П. 3) стационарного значения $\overline{[O_3]}$ в $\left(1 + \tau_d \sum_i \kappa_{M_i} [M_i]\right)$ раз.

Приведенные оценки позволяют описать на качественном уровне эволюцию гидроксильного свечения следа во времени. Примерно до $t \sim (k_1 \overline{[\text{H}]})^{-1} \sim 100$ с источники свечения следа в $\frac{[\text{H}]}{[\text{H}]_0}$ раз мощ-

нее источников окружающей среды. Затем с увеличением t мощность источников исследуемого объекта начинает падать обратно пропорционально времени (а с учетом замедления смешения эта зависимость еще сильнее), достигая при некотором 10^3 с нового стационарного значения. Вследствие того, что при новом стационаре имеет место соотношение $k_1[\overline{\text{H}}][\text{O}_3] = k_1[\text{H}]_0[\text{O}_3]$, свечение следа сравнивается с атмосферным свечением. В результате складывается парадоксальная ситуация: концентрации водорода в следе (см. значения $[\overline{\text{H}}]_2$ в табл. 2) на один-два порядка превосходят $[\text{H}]_0$, но из-за недостатка озона это никак не влияет на излучение гидроксила. Столь сильная неравновесность в химическом составе сможет сказаться на излучении только в том случае, если в атмосфере имеются дополнительные динамические процессы, эффективно перемешивающие ее со следом.

Роль параметра $k_1[\overline{\text{H}}]$ проявляется двояко. С одной стороны, он определяет временной интервал, на котором свечение следа существенно превосходит атмосферное свечение, а с другой стороны, он прямо связан с интенсивностью свечения следа. Эти свойства параметра $k_1[\overline{\text{H}}]$ конкурируют между собой: чем больше $k_1[\overline{\text{H}}]$, тем интенсивней при заданном τ_d излучает след, но тем меньше по времени длится это свечение. И наоборот.

Уравнение для $\{\text{O}\}$, аналогичное (П. 1), выглядит таким образом:

$$\frac{d\{\text{O}\}}{dt} = -\kappa_4[\text{H}_2(1)]\{\text{O}\} - \kappa_2[\overline{\text{OH}}]\{\text{O}\} + [\text{O}]\frac{\pi R_0^2 \delta z}{\tau_1}. \quad (\text{П. 4})$$

Подставляя в (П. 4) вместо $[\overline{\text{OH}}]$ соответствующую из формул (2) и решая затем уравнение, получим

$$[\overline{\text{O}}] \simeq \frac{[\text{O}]}{\tau_d 2\kappa_1 [\text{O}_3] \frac{[\text{H}_2(1)]_0}{[\text{O}]} + 1} \simeq [\text{O}].$$

Таким образом, процессы I II и IV не оказывают существенного влияния на величину $[\text{O}]$.

1. Meinel A. B. // *Astrophys. J.* 1950. V. 111. № 3. P. 555.
2. Meinel A. B. // *Astrophys. J.* 1950. V. 112. № 1. P. 120.
3. Gogawale S. R., Tillu A. D. // *Planet. Space Sci.* 1983. V. 31. № 4. P. 423.
4. Jensen D. E., Pergament H. S. // *Comb. Flame.* 1971. V. 17. № 2. P. 115.
5. Jensen D. E., Spalding D. B. et al. // *Comb. Flame.* 1979. V. 34. № 3. P. 309.
6. Audibert M. M., Joffrin C., Ducuing J. // *Chem. Phys. Lett.* 1974. V. 25. № 2. P. 158.
7. Kiefer J. H., Lutz R. W. // *J. Chem. Phys.* 1966. V. 44. № 2. P. 668.
8. Drolshagen G., Gianturco F. A. // *Mol. Phys.* 1984. V. 51. № 1. P. 185.
9. Light G. C. // *J. Chem. Phys.* 1978. V. 68. № 6. P. 2831.
10. Lee K. T., Bowman J. M. et al. // *J. Chem. Phys.* 1982. V. 76. № 7. P. 3563–3583.
11. Bowman J. M., Wagner A. F. et al. // *J. Chem. Phys.* 1984. V. 81. № 4. P. 1739.
12. Bowman J. M., Wagner A. F. // *J. Chem. Phys.* 1987. V. 86. № 4. P. 1967–1976.
13. Кабашников В. П. // *ИФЖ.* 1987. Т. 53. № 6. С. 929.
14. Rodrigo R., Lopez-Moreno J. J. et al. // *Planet. Space Sci.* 1986. V. 34. № 8. P. 723.
15. Pendleton W. R., Jr., Baker K. D., Howlett L. C. // *J. Atmosph. Terr. Phys.* 1983. V. 45. № 7. P. 479.
16. Moreels G., Megie G. et al. // *J. Atmosph. Terr. Phys.* 1977. V. 39. № 5. P. 551.
17. Winick J. R. // *Terr. Phys.* 1983. V. 104. P. 677.
18. Sharp W. E., Kita D. // *J. Geophys. Res.* 1987. V. 2. № D2. P. 4319.
19. Самусенко А. М. // *ДАН БССР.* 1986. Т. 30. № 5. С. 429.
20. Самусенко А. М. // *ДАН БССР.* 1985. Т. 29. № 8. С. 709.
21. Miller D. E., Ryder P. // *Planet. Space Sci.* 1973. V. 21. № 6. P. 963.
22. Bantle M., Llewellyn E. J., Solheim B. H. // *J. Atmosph. Terr. Phys.* 1984. V. 46. № 3. P. 265.
23. Moreels G., Chahrokhi D., Blamont J. E. // *J. Geophys. Res.* 1976. V. 81. № 31. P. 5467.

Институт физики атмосферы АН БССР,
Минск

Поступила в редакцию
2 февраля 1989 г.

A. M. Samusenko. **On a Mechanism of Hydroxyl Atmospheric Glow.**

A mechanism of hydroxyl mesospheric glow is considered, that is due to the interaction of environment with gaseous compounds whose origin is connected with human activity. It is shown that at altitudes of 80–100 km the hydroxyl radiation intensity in the interaction region can be by an order (or even more) of magnitude greater than the mean intensity of the same radiation in undisturbed atmosphere.