

УДК 532.529:632.15

© 1992 г. А. Б. ВАТАЖИН, А. А. СОРОКИН

АТМОСФЕРНЫЕ АЭРОЗОЛИ АВИАЦИОННОГО ПРОИСХОЖДЕНИЯ И ЭКОЛОГИЧЕСКИЕ ПРОБЛЕМЫ¹

Рассмотрены проблемы возникновения и развития атмосферных аэрозолей в результате истечения реактивных струй из двигателей дозвуковых летательных аппаратов. Проанализирована последовательность гидродинамических и физико-химических процессов в камере сгорания, тракте двигателя, спутной двигательной струе, внешней атмосфере, приводящих к гетерогенной и гомогенной конденсации и возникновению дисперсных фаз различного состава в верхней тропосфере и нижней стратосфере. На основе современных данных сделан прогноз количества аэрозоля авиационного происхождения на этих высотах, которое к началу следующего века может оказаться сравнимым с традиционными геологическими, антропогенными и атмосферными факторами. Указан принципиальный эффект — образование сернистых аэрозолей в выхлопной струе. Предложены приближенные модели, в которых важную роль играет бинарная конденсация смеси вода — серная кислота с образованием мелких капель серной кислоты.

1. Состояние вопроса и постановка задачи. Одним из антропогенных источников загрязнения атмосферы является дозвуковая и сверхзвуковая реактивная авиация, самолеты которой выбрасывают из двигателей продукты сгорания авиационных углеводородных топлив. Продукты сгорания авиационных топлив включают в себя углекислый газ, пары воды, несгоревшие углеводороды, окислы азота, серы и углерода, жидкие и твердые дисперсные частицы. Эмиссия этих продуктов для почти всей реактивной сверхзвуковой авиации и около половины дозвуковой авиации происходит в верхней тропосфере и нижней стратосфере. Далее включаются разнообразные газофазные и гетерофазные процессы, а турбулентная диффузия и крупномасштабные атмосферные движения перераспределяют эмиссионные продукты в атмосфере.

Негативное влияние авиации на состояние атмосферы прежде всего обусловлено разрушением озонового слоя Земли окислами азота NO_x . Эта проблема, имеющая свою историю, обширную библиографию, включающая технические проекты, не будет непосредственно рассматриваться в данной работе, хотя некоторые ее аспекты будут упоминаться.

Другой вопрос, связанный с эмиссией продуктов сгорания из реактивных двигателей, заключается в образовании аэрозолей, которые суммируются с уже имеющимися аэрозолями в тропопаузе и нижней стратосфере. Эти аэрозоли (вода, лед, сульфатные частицы), вообще говоря, могут иметь как естественное (вулканическая деятельность, лесные и торфяные пожары, континентальная пыль, морские соли), так и антропогенное (энергетика, промышленная и сельскохозяйственная деятельность человека) происхождение. Однако законченная теория проникновения и сосредоточения аэрозольных частиц в стратосфере в настоящее время отсутствует. Роль же стратосферных аэрозолей в процессе рассеяния солнечной радиации или в возможном процессе гетерогенного истощения озонового слоя может оказаться весьма значительной.

В связи с этим изучение генерации атмосферных аэрозолей реактивной авиацией приобретает особое значение, так как позволяет прогнозировать развитие атмосферных аэрозольных слоев по мере интенсификации авиационных перевозок и построить общую теорию таких слоев.

Эффекты возникновения «авиационных» аэрозолей были отмечены в самом начале развития реактивной авиации [1]. Были сделаны приближенные оценки количества атмосферного аэрозоля авиационного происхождения, указавшие на возможность существования непрерывного источника ядер конденсации в верхней тропосфере и нижней стратосфере [2, 3]. Ежегодный прирост массы

¹ По материалам доклада, прочитанного на VII съезде по теоретической и прикладной механике, Москва, август 1991 г. Представлено В. В. Гогосовым.

стратосферного аэрозоля в последние 10 лет составлял 5% [4]. Симптоматично, что с приблизительно такой же скоростью возрастало количество топлива, ежегодно сжигаемого дозвуковой авиацией [5]. На основе этих данных в [5] сделано предположение, что причиной увеличения массы стратосферного аэрозоля могла быть эмиссия из реактивных двигателей сернистых соединений. Однако для проверки этой гипотезы требуется существенное усовершенствование модели формирования атмосферных аэрозолей и, главное, модели преобразования инжектируемых двигателями сернистых соединений в сульфатный аэрозоль [6—8]. В большинстве работ по этой проблеме в основном рассматривались газофазные процессы [9]. Вопросы влияния гетерофазных процессов на эффективные скорости реакций и на оптические характеристики атмосферы, а следовательно, и на климатические эффекты обсуждались в [7, 10].

Указанные исследования выполнены на основе приближенной модели, в которой задается или рассчитывается расход того или другого компонента на срезе двигателя и далее суммарная масса этого компонента, определяемая с учетом годовой наработки двигателей, их типов и мирового парка самолетов, «помещается» в атмосферу на определенной высоте, характеризующую заданными температурой, давлением и химическим составом.

При использовании этой модели вне поля зрения остаются процессы в турбулентных двигательных струях за срезом двигателя. Прежде всего это гетерогенные процессы (нуклеация, конденсация, адсорбция на частицах). В работах [11—14], где исследовалась конденсация в турбулентных струях, показано существенное влияние граничных условий (температуры и давления на срезе сопла (T_0 , p_0) и в окружающем пространстве (T_∞ , p_∞)) на возникновение и развитие конденсации водяного пара. Это подчеркивает необходимость при прогнозировании образования конденсата в двигательных струях учитывать как траекторию полета самолета (внешние атмосферные условия), так и вид топлива и режим работы двигателя (начальные условия на срезе сопла). Управляя двигательным режимом можно в ряде случаев полностью предотвратить конденсацию. Правильное определение количества дисперсной водной фазы непосредственно в двигательной струе необходимо для оценки количества остающихся в атмосфере после пролета самолета замерзших капель, которые могут служить ядрами конденсации для других содержащихся в атмосфере соединений в паровой фазе. Сведения о концентрации замерзших капель воды в дальнем поле двигательной струи необходимы также для оценки эффективности превращения окислов азота в азотную кислоту на поверхности капель [10].

Вторая особенность двигательных струй состоит в том, что в них в силу обусловленных турбулентным смешением специфических температурных и концентрационных полей могут протекать химические реакции, для реализации которых в атмосфере требуется гораздо большее время. Так, можно ожидать, что трансформация сернистых соединений в серную кислоту с последующим образованием ядер конденсации в процессе бинарной конденсации паров H_2O и H_2SO_4 может происходить непосредственно в двигательной струе.

Таким образом, в результате гетерогенных и химических процессов в двигательных струях вырабатываются «начальные условия» для развивающихся далее процессов непосредственно в атмосфере. Анализ указанных выше особенностей генерации авиационных аэрозолей посвящена настоящая работа.

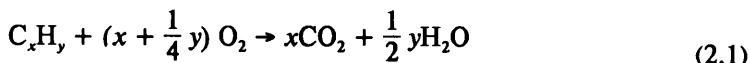
Ниже будет показано, что содержание серы в топливах дозвуковой реактивной авиации значительно больше, чем для сверхзвуковой авиации. Кроме того, конденсация паров воды в двигательных струях в основном происходит по трассам полета дозвуковой авиации. Поэтому далее будут рассматриваться проблемы образования аэрозолей только для условий полетов дозвуковой авиации.

Из проведенного выше предварительного обсуждения некоторых аспектов этой проблемы следует, что она должна включить в себя описание процессов в камере сгорания, тракте двигателя, двигательных турбулентных струях и собственно в атмосфере (с учетом диффузионных процессов). После того как на основе предложенных физических моделей будут определены дисперсные характеристики авиационных аэрозолей, можно, привлекая те или иные известные климатические модели, сделать приближенные экологические прогнозы.

2. Камера сгорания и тракт двигателя. Дадим простейшие оценки расхода паров воды и сернистых соединений на срезе двигателя при сжигании в его камере сгорания углеводородных топлив нефтяного происхождения. Последние имеют сложный химический состав [15, 16] и в среднем содержат (по массе)

85% углерода, 14% водорода, 0,05—0,3% серы для топлив дозвуковой и 0,001—0,01% серы для топлив сверхзвуковой авиации.

Используем простейшую идеальную схему окисления углеводородного топлива, аппроксимируемого обобщенной химической формулой C_xH_y ,



С помощью (2.1) находятся следующие выражения для отношения $\alpha_{\text{в}}$ массы образующегося водяного пара к массе топлива и отношения α_v массы водяного пара к суммарной массе топлива и воздуха:

$$\alpha_{\text{в}} = \frac{9y}{y + 12x}, \quad \alpha_v = \frac{9\beta y}{8\alpha_* (y + 4x) + \beta (y + 12x)} \quad (2.2)$$

Здесь $\beta = 0,21$ — массовая доля кислорода в воздухе, α_* — коэффициент избытка воздуха в камере сгорания. Согласно (2.2), для горения керосина $C_{12}H_{26}$ получаем $\alpha_{\text{в}} = 1,38$; $\alpha_v = 0,08$ при $\alpha_* = 1$, $\alpha_v = 0,01$ при $\alpha_* = 8$. В случае топлива, характеризуемого соотношением $12x/(y + 12x) = 0,85$ и используемого в дозвуковой авиации, получаем $\alpha_{\text{в}} = 1,35$ и $\alpha_v = 0,08$ при $\alpha_* = 1$.

Проведенные оценки показывают, что количество образующегося при сжигании углеводородного топлива водяного пара достаточно велико и приблизительно в 1,4 раза превосходит массу топлива.

Величина α_v представляет собой массовую концентрацию водяного пара в продуктах сгорания. В предположении, что в тракте двигателя за камерой сгорания водяной пар не конденсируется и не вступает в химические реакции, а диффузионные процессы несущественны, величина α_v остается постоянной при движении продуктов сгорания и, следовательно, второй формулой в (2.2) определяется массовая концентрация α_{v0} паров воды на срезе двигателя.

В случае совершенных газов с постоянными теплоемкостями величина $\alpha_v = p_v R / p R_v$, где p_v , R_v и p , R — парциальное давление и газовая постоянная для водяного пара и газовой смеси. Давление p_0 на срезе двигателя либо равно давлению окружающей среды (дозвуковое или расчетное сверхзвуковое истечение), либо с ним не совпадает, но остается того же порядка (реальные/режимы нерасчетного истечения). Поэтому парциальное давление p_{v0} паров воды на срезе двигателя

$$p_{v0} = p_0 \alpha_{v0} (R_v / R), \quad \alpha_{v0} = 0,01 - 0,1, \quad p_0 \sim p_{\infty} \quad (2.3)$$

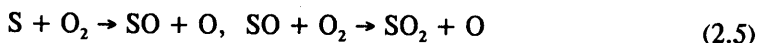
по порядку величины составляющее 1—10% от давления p_{∞} , на несколько порядков превосходит давление $p_{v\infty}$ паров воды в окружающем пространстве по высотной траектории полета самолета.

Температура T_0 газа на срезе двигателя

$$T_0 \approx T_* (1 + 1/2 (\gamma - 1) M_0^2)^{-1} \quad (2.4)$$

где T_* — температура торможения, γ — отношение удельных теплоемкостей для газовой смеси, M_0 — число Маха в выходном сечении двигателя, как правило, значительно превосходит температуру в окружающем пространстве. Высокая температура в тракте двигателя предотвращает там конденсацию водяного пара.

Перейдем к оценке массовой концентрации сернистых соединений на срезе двигателя. Из опытных данных [16, 17] следует, что в продуктах сгорания авиационных топлив сера главным образом содержится в виде сернистого газа SO_2 , образование которого происходит в результате последовательных окислительных реакций



Поэтому справедливы соотношения

$$\alpha_{1f} = \frac{g_1}{g_f} = \frac{g_1 g_s}{g_s g_f} = 2 \frac{g_s}{g_f} = 2\alpha_{sf} \quad (2.6)$$

где g_1 , g_s , g_f — массы (или секундные расходы) сернистого газа, серы и топлива. Отношение массы сернистого газа к массе g_s топлива и воздуха равно

$$\alpha_1 = \frac{g_1}{g_\Sigma} = \frac{g_1 g_f}{g_f g_\Sigma} = \alpha_{1f} \frac{g_v g_f}{g_\Sigma g_v} = \frac{2\alpha_{sf} \alpha_v}{\alpha_{vf}} \quad (2.7)$$

Здесь g_v — масса образующегося водяного пара. Величина α_{sf} является характеристикой авиационного топлива, данные о которой приведены выше. Вследствие достаточно высокой температуры газа в тракте двигателя (см. (2.4), где $T_* = 700-900$ К; поток либо дозвуковой, либо сверхзвуковой с умеренными числами Маха) можно предположить, что реакция превращения SO_2 в пары серной кислоты внутри двигателя не происходит, а величина α_1 , определяемая формулой (2.7), представляет собой массовую концентрацию α_{10} окислов серы на срезе двигателя.

Дадим теперь суммарную оценку массы M_f авиационного топлива, ежегодно сжигаемого во всем мире самолетами дозвуковой (M_f°) и сверхзвуковой ($M_f^{\circ\circ}$) реактивной авиации на трассах полета выше 9 км (тропопауза и нижняя стратосфера), а также паров воды M_w , окислов серы M_1 , ежегодно выбрасываемых всей мировой авиацией в атмосферу на указанных высотах. Данные по величине M_f получены в результате анализа разнообразных отечественных и зарубежных справочных материалов [1, 5, 9, 18], учитывающих современное состояние мирового авиационного парка и тенденции его развития (количество и тип самолетов, ежегодная наработка двигателей, вид авиационного углеводородного топлива, трассы полетов, время нахождения на высотах $H > 9$ км и т. д.). Величина $M_f^{\circ\circ}$ получена на основе приближенной оценки $M_f^{\circ\circ} = 0,5 M_f^\circ$. Величины M_w , M_1 найдены путем умножения массы M_f на концентрации α_{vf} , α_{1f} соответственно. Указанные основные, а также ряд вспомогательных величин представлены в таблице.

Подчеркнем, что в таблице приведены те компоненты продуктов сгорания, которые вследствие химических и конденсационных процессов, проистекающих в двигательных турбулентных струях и окружающей атмосфере, частично преобразуются в дисперсные фазы и, таким образом, становятся атмосферными аэрозолями.

Помимо рассмотренных выше газовых компонентов продуктов сгорания необходимо также учитывать наличие в них дисперсных частиц несгоревшего топлива, которые становятся гетерогенными ядрами конденсации в двигательных струях.

3. Модели конденсации в турбулентных паровоздушных струях. Теоретические и экспериментальные вопросы таких течений рассматривались в [11, 19—21]. Сформулируем вначале более общую, а затем рассмотрим приближенные модели турбулентных конденсационных струй применительно к изучаемой в данной работе проблеме. Будем рассматривать дозвуковые изобарические спутные (в частном случае — затопленные) струи в приближении односкоростного и однотемпературного континуума. Возможность использования такого приближения связана с малым размером возникающих капель конденсата (< 1 мкм) и обуславливалась в [12, 14]. Основные уравнения имеют вид [12]

$$\frac{\partial \rho u}{\partial x} + \frac{\partial \rho V}{\partial y} = 0, \quad F\{u; 1\} = 0, \quad F\{z; Sc\} = 0 \quad (3.1)$$

Год	$M_f \equiv M_f^f$, Мт/г	M_p , Мт/г	M_i , Мт	r_i , МКМ	n_{i-3} , СМ	M_{ps} , Мт/г	M_{ps}^+ , Мт	r_{ps} , МКМ	r_{ps}^+ , МКМ	n_{ps-3} , СМ	n_{ps+n_i} , СМ ⁻³
1985—1990	200	5,2	0,26	0,2	3	0,04	0,25	0,02	0,1	8	11
2000—2005	400	10	0,52	0,2	6	0,08	0,50	0,02	0,1	16	22
2015—2020	1600	42	2,1	0,2	22	0,32	2,0	0,02	0,1	62	84

$r_{p0} = 0,04$ МКМ; $\alpha_{vf} = 1,3$; $\alpha_{pf} = 10^{-4}$; $\chi_{\infty} = 0,02$; $\rho^{\circ}/\rho_b = 0,6$; $\alpha_{sf} = 10^{-4}$; $\tau_i = \tau_{ps} = 0,05$ г, $\rho^{\circ}/\rho_b = 1,7$,
 $R = 6 \cdot 10^3$ км, $\Delta H = 10$ км

$$F\{\xi; \Gamma\} = \rho u \frac{\partial \xi}{\partial x} + \rho V \frac{\partial \xi}{\partial y} - \frac{1}{y} \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\rho \varepsilon y}{\Gamma} \frac{\partial \xi}{\partial y} \right) \quad (3.2)$$

$$\frac{h - h_{\infty}}{h_0 - h_{\infty}} = z, \quad \frac{\alpha_a - \alpha_{a\infty}}{\alpha_{a0} - \alpha_{a\infty}} = z \quad (3.3)$$

$$h = T [c_{pv} (1 - \alpha_a) + c_{pa} \alpha_a] - \alpha_p L, \quad p_{\infty} = \rho T (\alpha_a R_a + \alpha_v R_v) \\ \alpha_a + \alpha_v + \alpha_p = 1; \quad c_{pi}, \quad R_i = \text{const}, \quad i = a, v \quad (3.4)$$

В (3.1) первое и второе соотношения — уравнения неразрывности и импульсов для среды в целом, третье соотношение — уравнение диффузии для пассивной примеси z , начальные условия для которой имеют вид: $z = 1$ на срезе сопла (двигателя) и $z = 0$ в окружающем пространстве. Величины ε и Sc представляют собой коэффициент турбулентной вязкости и число Шмидта. Индексы v , p и a соответствуют пару, дисперсной фазе-конденсату и воздуху, под которым понимается совокупность «нейтральных», не участвующих в конденсационных процессах компонент, которые объединяются в один газ, обладающий постоянными удельной теплоемкостью c_{pv} и величиной R_a . Такое приближение правомерно при относительно малом содержании углекислого газа (и других, нарушающих обычный состав воздуха компонент) в потоке на срезе сопла.

Конечные соотношения (3.3) для энтальпии среды h и массовой концентрации воздуха α_a в струе следуют из подобия уравнений для h , α_a и z (которое имеет место при одинаковых для этих величин коэффициентах диффузии) и из предполагаемого подобия начальных и граничных условий. Выражения (3.4) — термодинамические соотношения. Величины x и y — продольная и радиальная координаты в струях; u , V , ρ и $L(T)$ — осевая и эффективная поперечная скорость газа в турбулентной струе, плотность среды в целом и теплота фазового превращения; c_{pi} и R_i — удельные теплоемкости при постоянном давлении и газовые постоянные. Давление смеси газов p постоянно в струе ($p = p_{\infty}$).

Если же массовая концентрация CO_2 в продуктах сгорания на срезе сопла значительна (или имеются другие «нейтральные» компоненты), то вместо формул (3.3) и (3.4) используются следующие выражения:

$$\frac{h - h_{\infty}}{h_0 - h_{\infty}} = z, \quad \frac{\alpha_k - \alpha_{k\infty}}{\alpha_{k0} - \alpha_{k\infty}} = z, \quad k = 1, 2, \dots, n \quad (3.5)$$

$$h = T \left[\sum_{k=1}^n c_{pk} \alpha_k + c_{pv} \left(1 - \sum_{k=1}^n \alpha_k \right) \right] - L \alpha_p \\ p_{\infty} = \rho T \left(R_v \alpha_v + \sum_{k=1}^n \alpha_k R_k \right), \quad \alpha_v + \alpha_p + \sum_{k=1}^n \alpha_k = 1 \quad (3.6)$$

Здесь n — число «нейтральных» газовых компонент. Отметим следующее важ-

ное обстоятельство. В $(4 + n)$ соотношений (3.5)—(3.6) входят $(6 + n)$ зависимых переменных $h, T, \rho, z, \alpha_k, \alpha_v, \alpha_p$ и система параметров $\eta = \{T_0, T_\infty, \rho_\infty, \alpha_{v0}, \alpha_{v\infty}, \alpha_{k0}, \alpha_{k\infty}, \alpha_{p0}\}$, характеризующая начальные и граничные условия. (Величина α_{p0} при гомогенной конденсации равна нулю, так как, по предположению, внутри двигателя конденсация паров воды не происходит). Поэтому любая из указанных переменных является функцией каких-либо двух из них (за которые выберем z и α_p), содержащей систему параметров η . Аналогичный вывод можно сделать относительно соотношений (3.3)—(3.4): произвольная тепловая или концентрационная характеристика выражается через z, α_p и систему параметров η , в которой нижний индекс k заменяется на a .

Такие же связи существуют не только между средними, но и мгновенными величинами, так как формулы (3.3)—(3.4) и (3.5)—(3.6) получены путем осреднения соотношений между мгновенными характеристиками в квазиламинарном приближении [12, 13].

Система уравнений (3.1)—(3.4) незамкнута. Для ее замыкания необходимы данные о коэффициенте турбулентной вязкости ϵ и массовой концентрации конденсата α_p .

Величина ϵ находится с помощью различных моделей турбулентности для струйных течений. Как будет показано ниже, желательно, чтобы в этих моделях содержалась информация о дисперсии пульсаций концентрации пассивной примеси $\langle z'^2 \rangle$. В работах [13, 14] использовалась модель [22], включающая три дополнительных дифференциальных уравнения для ϵ , энергии турбулентности и величины $\langle z'^2 \rangle$. Эта модель должна рассматриваться совместно с системой (3.1)—(3.4).

Уравнение для определения α_p следует из общего кинетического уравнения относительно функции распределения f капель по размерам. Это уравнение включает в себя три величины: скорость нуклеации I и критический размер капель r_* , являющиеся заданными функциями температуры T и давления пара $p_v = \alpha_p R_v \rho T$, и скорость роста капли \dot{r} в паровоздушной среде, являющуюся заданной функцией p_v, T и размера r [23]. Величина α_p пропорциональна третьему моменту от функции распределения f .

Включение в общую систему уравнений соотношения для f требует введения еще одной независимой переменной r . Значительные вычислительные трудности при реализации такого подхода предопределили использование альтернативного пути — перехода к бесконечной системе незамкнутых интегральных соотношений, получаемых путем умножения на $r^q (q = 0, 1, 2, \dots)$ уравнения для f и его последующего интегрирования в пределах $(0, \infty)$ (моментное приближение [23—26])

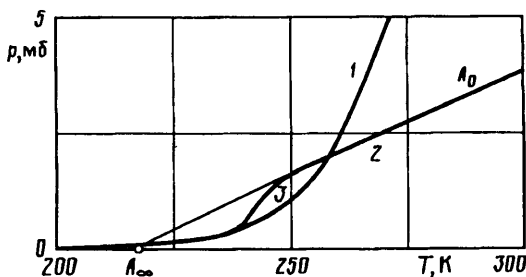
$$F\{\Omega_q; Sc\} = \rho q \int_0^\infty \dot{r} r^{q-1} f dr + \nu_q, \quad q = 0, 1, 2, \dots \quad (3.7)$$

$$\Omega_q = \int_0^\infty r^q f dr, \quad \nu_q = \langle r_*^q \dot{r} \rangle \approx r_*^q < \dot{r} \rangle (z^\circ, \alpha_p^\circ) \quad (3.8)$$

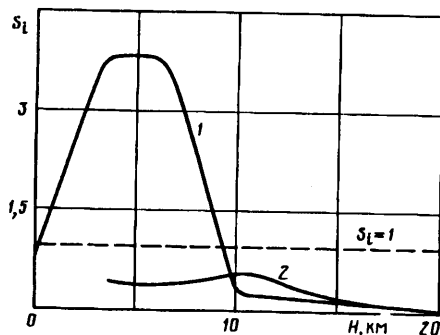
$$(\alpha_p = 4/3 \pi \rho_b \Omega_3)$$

Здесь ρ_b — плотность воды.

Уравнение (3.7) получено посредством осреднения уравнения для мгновенной величины f° . (Здесь верхний индекс градус относится к мгновенным величинам, угловые скобки обозначают процедуру осреднения, величины без индекса — средние). Переход в (3.8) от переменных p°, T° к переменным z°, α_p° был обоснован выше. При выводе (3.7) предполагается, что коэффициенты турбулентной диффузии для моментов Ω_q и величины z совпадают друг с другом. Существенным является допущение, что выражения, содержащие \dot{r}° и r_*° ,



Фиг. 1



Фиг. 2

осредняются в квазиламинарном приближении, в то время как скорость нуклеации I , являющаяся сильной функцией термодинамических параметров, должна, вообще говоря, осредняться с помощью функций распределения плотности вероятности турбулентных характеристик.

Бесконечная последовательность соотношений (3.7) является незамкнутой. «Точное» ее замыкание имеет место, если величина \dot{r} не зависит от r (свободномолекулярный режим роста капли [23]). Приближенное замыкание этой системы можно провести разными методами. Один из них основан на следующей аппроксимации:

$$\int_0^{\infty} \dot{r} r^{q-1} f dr = \dot{r}(p_v, T, r_m) \int_0^{\infty} r^{q-1} f dr = \dot{r}(p_v, T, r_m) \Omega_{q-1} \quad (3.9)$$

Здесь r_m — некоторый средний (в пространстве размеров) радиус капли, который, например, можно положить равным ее заутеровскому радиусу Ω_3/Ω_2 [13].

Задача осреднения источникового члена в (3.8) представляет собой основную проблему турбулентных течений с физико-химическими процессами (см., например, [14]). Приближенный способ осреднения заключается в следующей процедуре:

$$\langle I^{\circ}(z^{\circ}, \alpha_p^{\circ}) \rangle \approx \langle I^{\circ}(z^{\circ}, \alpha_p) \rangle = \int I^{\circ}(z^{\circ}, \alpha_p) P(z^{\circ}) dz^{\circ} \quad (3.10)$$

Здесь $P(z^{\circ})$ — распределение плотности вероятности концентрации пассивной примеси в «замороженной» турбулентной струе (струе без конденсации). Функция $P(z^{\circ})$ в качестве параметров содержит среднее значение z и дисперсию $\sigma^2 = \langle z'^2 \rangle$, которые рассчитываются на основе (3.1) и модели турбулентности. Экспериментальному и теоретическому определению $P(z^{\circ})$ посвящена обширная библиография (см. [27]). В работе [13] в качестве $P(z^{\circ})$ использовалась функция Сполдинга [28].

Таким образом, результирующая система уравнений включает в себя газодинамический и термодинамический блоки (3.1)—(3.6), модель турбулентности, с помощью которой находятся поля величин ϵ и σ , данные о функции $P(z^{\circ})$ и кинетический блок (3.7)—(3.10). Все уравнения решаются совместно с использованием тех или других численных маршевых схем. Примеры такого численного моделирования турбулентных паровоздушных струй с конденсацией приведены в [11—14, 20, 21]. Укажем ряд приближенных способов анализа этой системы.

Прежде всего рассмотрим необходимое условие конденсации, позволяющее в ряде случаев сделать прогнозы о конденсации в турбулентных струях. На фиг. 1 представлена кривая насыщения $p_s = p_s(T)$ (кривая 1) для паров воды и указаны две характерные точки A_0 (срез двигателя) и A_{∞} (внешнее пространство). Как было показано выше, в общем случае парциальное давление пара p_v и температура T являются функциями от z и α_p . Для замороженной струи $\alpha_p = 0$ и p_v становится функцией от T . Этой зависимости на фиг. 1 соответствует кривая 2 (которая

для многих конкретных приложений близка к прямой линии, проходящей через точки A_0 и A_∞). Если кривые 1 и 2 не пересекаются, то конденсация отсутствует. Если кривая 2 заходит в верхнюю от линии насыщения область, то вопрос о возникновении или отсутствии конденсации решается только с помощью кинетических уравнений или их приближенных аппроксимаций. Истинному же процессу конденсации соответствует кривая 3.

Второй приближенный способ оценки величины конденсата основан на предположении, что в рассматриваемой точке пространства реализуются условия равновесной конденсации. Тогда из соотношений

$$p_v = p_v(z, \alpha_p) = p_e(T), \quad T = T(z, \alpha_p) \quad (3.11)$$

находим, что T и α_p являются функциями только величины z . Так как в конденсационных струях распределение пассивной примеси слабо зависит от наличия конденсации [13—14], то функция $z(x, y)$ может определяться на основе замороженной струи. При этом считается, что в точках пространства, где пересыщение $S = p_v/p_e$ рассчитанное по замороженной струе, меньше единицы, конденсат отсутствует.

При решении практических задач необходимо, путем задания начальных условий, правильно моделировать реальные условия полета: спутный внешний поток, пограничные слои внутри двигателя и на его внешней поверхности, уровни турбулентности во внешнем и внутреннем течениях, крейсерский режим полета [14].

Если некоторые компоненты газовой смеси не являются нейтральными, а вступают в химические реакции, то к системе уравнений (3.1)—(3.4) (которая сама должна быть модифицирована) необходимо добавить соотношения

$$F\{\alpha_\beta; Sc\} = \omega_\beta(\alpha_1, \dots, \alpha_N, T); \quad \beta = 1, 2, \dots, N \quad (3.12)$$

Здесь оператор F определен формулой (3.2), ω_β — источниковые члены, N — число химически реагирующих компонентов. При выводе (3.12) предположено, что коэффициенты турбулентной диффузии для компонентов β такие же, как для пассивной примеси z . Давление смеси не включено в функциональную зависимость для ω_β вследствие его постоянства в изобарической струе.

В ряде случаев массовые концентрации реагирующих компонентов незначительны и не оказывают влияния на распределение динамических, тепловых и концентрационных (для нейтральных компонент) характеристик. Уравнения (3.12) тогда решаются после интегрирования основной системы уравнений. Для оценок величин α_β в этом случае можно использовать следующие подходы.

Первый из них — анализ распределения α_β вдоль оси струи, где $V = 0$. Примем, что поперечная диффузия реагирующих компонентов на оси струи происходит так же, как в замороженной струе, когда все α_β и z подобны друг другу. Тогда из (3.12) следует, что при $V = 0$ выполняются соотношения

$$\rho u \frac{\partial \alpha_\beta}{\partial x} = (\alpha_{\beta 0} - \alpha_{\beta \infty}) \rho u \frac{\partial z}{\partial x} + \omega_\beta \quad (3.13)$$

Здесь $\alpha_{\beta 0}$ и $\alpha_{\beta \infty}$ — концентрации компонентов β на срезе двигателя и в окружающем пространстве. Величины ρ , u , T , z , а также концентрации нейтральных компонентов считаются известными. Выражения (3.13) — нелинейная система обыкновенных дифференциальных уравнений, численное решение которой эффективно проводится методами интегрирования жестких систем [29].

Второй подход состоит в интегрировании (3.12) поперек струи и переходе к осредненным (среднемассовым) переменным. Используя уравнение неразрывности, получаем

$$\frac{d}{dx} (\alpha_{\beta m} G) - \alpha_{\beta \infty} \frac{dG}{dx} = s_{\beta m} G, \quad G = 2\pi \int_0^b \rho u y dy$$

$$s_{\beta} = \omega_{\beta} / \rho u = s_{\beta} (\alpha_1, \dots, \alpha_N, T, u) \quad (3.14)$$

$$\xi_m = \xi_m(x) = \frac{\pi}{G} \int_0^b \rho u y \xi dy$$

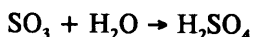
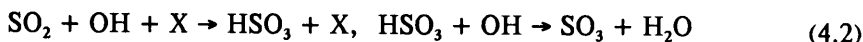
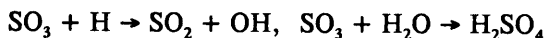
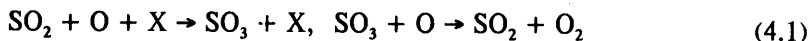
Здесь индексом m обозначены среднемассовые величины. Функция $G = G(x)$ — массовый расход в струе радиуса $b(x)$ — является заданной характеристикой струи. Приближенно полагая, что $s_{\beta m} = s_{\beta} (\alpha_{1m}, \dots, \alpha_{Nm}, T_m, u_m)$, из (3.14) при заданных функциях $G(x)$, $u_m(x)$, $T_m(x)$ получаем замкнутую систему уравнений для определения $\alpha_{\beta m}(x)$.

Представленные в данном разделе физические и математические модели далее будут использованы для исследования физико-химических процессов в двигательных струях и для получения приближенных оценок.

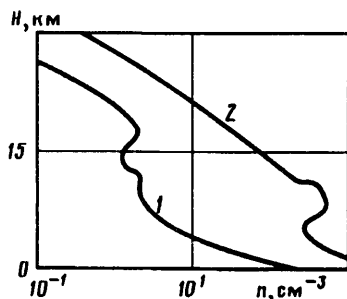
4. Эволюция аэрозолей в верхней тропосфере и стратосфере. Аэрозоли, которые образуются в авиационных двигательных струях, далее остаются в атмосфере и эволюционируют в соответствии с общими закономерностями эволюции атмосферных аэрозолей. Поэтому необходимо указать некоторые особенности этих процессов.

В эволюции водных аэрозолей определяющую роль играет быстрое (≤ 1 с) замерзание капель воды при $T < -40^\circ \text{C}$. Далее большое значение приобретает соотношение между локальным давлением водяного пара p_v и его равновесным давлением p_{v^*} по отношению к поверхности льда. На фиг. 2 представлена величина $S_i = p_v / p_{v^*}$ для средних широт в зависимости от высоты и времени года. (Кривые 1 и 2 соответствуют зиме и лету). Соответствующая величина $S = p_v / p_e$ — пересыщение водяного пара по отношению к поверхности воды — при этих условиях всегда меньше единицы. Поэтому одновременно происходят процессы замерзания капель, роста частиц льда за счет конденсации паров воды (при $S_i > 1$), испарения частиц льда (при $S_i < 1$), испарения капель воды (при $S < 1$). При этом время испарения мелких ($r < 1$ мкм) и крупных ($r > 5$ мкм) капель воды оказывается меньше 0,1 и 5с соответственно.

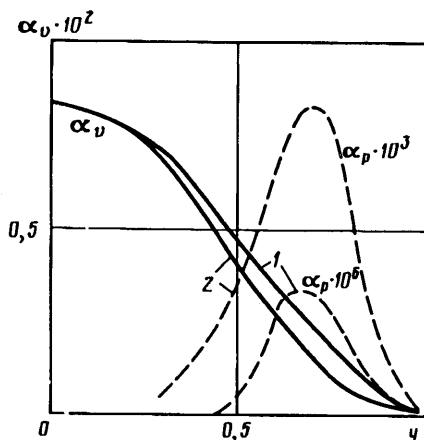
Образование капель раствора серной кислоты H_2SO_4 (сульфатного аэрозоля, который будем обозначать посредством нижнего индекса ps) происходит следующим образом [6, 15, 30—32]. Сернистый газ SO_2 , непосредственно имеющийся в верхней тропосфере или образующийся в результате фотодиссоциации карбонилсульфида CSO , преобразуется в пары H_2SO_4 в результате протекания многих химических реакций, из которых необходимо выделить следующие:



Первые три реакции в (4.1) описывают динамику возникновения и убыли SO_3 при наличии атомарных кислорода и водорода. Первые две реакции в (4.2) описывают возникновение SO_3 в результате взаимодействия SO_2 с радикалами OH . Эти реакции в среднем для стратосферы происходят за время $\sim 10^7$ с. Реакции образования паров H_2SO_4 более быстрые. Пар серной кислоты находится в пересыщенном состоянии (пересыщение порядка 10^3 — 10^4 [6]). Жидкая фаза возникает в результате гомогенной и бинарной конденсации паров $\text{H}_2\text{O} + \text{H}_2\text{SO}_4$, а также гетерогенной конденсации на посторонних частицах. Экспериментально



Фиг. 3



Фиг. 4

наблюдаемые высотные распределения концентрации n частиц с радиусом $r \geq 0,2$ мкм и мельчайших частиц — ядер конденсации с радиусом $r \leq 0,01$ мкм показаны на фиг. 3 кривыми 1 и 2 соответственно.

Представленные на фиг. 3 распределения $n(H)$ выработались в результате разнообразных физико-химических и атмосферных явлений. Существенными для их оценки являются размер аэрозоля и высота H . Для частиц радиуса $r \leq 0,01$ мкм в слое над тропопаузой необходимо учитывать процессы нуклеации, коагуляции и бинарной конденсации. Время жизни таких частиц порядка 20 дней [6]. Для частиц радиуса $r \sim 0,1$ мкм помимо учета вклада в эту фракцию конденсационного роста более мелких частиц необходимо учитывать эффекты макроскопического турбулентного переноса. Время τ пребывания частиц в слое толщиной ΔH на высоте H с характерной величиной коэффициента турбулентной диффузии $D(H)$ оценивается по формуле $\tau = (\Delta H)^2 / D(H)$. При $\Delta H = 2-5$ км и $D = 1$ м²/с получаем $\tau = 0,2-0,8$ года. Для крупных частиц доминирующими процессами становятся диффузия и седиментация в гравитационном поле. Характерное время пребывания составляет 0,05—0,1 года.

Процесс удаления стратосферных аэрозолей состоит в их переносе к тропопаузе и далее в тропосферу, где они осаждаются на Землю в виде осадков. Анализ данных [33, 34], полученных с учетом времени года, географической широты и высоты точки наблюдения, показал, что среднее время пребывания частиц аэрозоля над тропопаузой составляет 0,05 года (порядка 2 нед.).

5. Образование авиационных водных аэрозолей (дозвуковая реактивная авиация). Этот процесс включает в себя две стадии: возникновение и развитие дисперсной водной фазы в турбулентной двигательной струе и дальнейшая эволюция аэрозоля в атмосфере.

На основе системы уравнений (3.1)—(3.4) проводилось численное моделирование гомогенной и гетерогенной конденсации паров воды в турбулентных струях

при различных начальных и окружающих условиях, моделирующих полеты самолетов дозвуковой авиации на высотах 9—12 км. В качестве начальных условий задавалась концентрация паров воды $\alpha_{v,0} = 0,005—0,03$ на срезе двигателя (см. разд. 2) и температура $T_0 = 500—800$ К. В случае гомогенной конденсации использовалась система (3.7)—(3.9) при нулевых начальных условиях для моментов Ω_q , при гетерогенной конденсации источник членов в этих уравнениях полагались равными нулю и «включались» начальные условия $\Omega_q = \Omega_{q0}$ при $x = 0$. В режиме гетерогенно-гомогенной конденсации полная система (3.7)—(3.9) решалась при указанных начальных условиях. Значения Ω_{q0} выбирались, исходя из предположения, что на срезе двигателя имеется моодисперсный аэрозоль (частицы несгоревшего топлива и сажа) с параметрами $r_{p0} = 0,03—0,1$ мкм, $n_{p0} = 10^3—10^5$ см⁻³. Предполагалось, что скорость роста \dot{r} для жидких капель и такого же размера гетерогенных ядер одинакова [35].

В расчетах моделировались различные условия полетов (лето, зима, средние и полярные широты, тропики), задавались различные «спутности» двигательных струй на крейсерском режиме полета.

При численном моделировании использовалась как полная система уравнений (3.1)—(3.10), так и приближенная «равновесная» модель (3.11), позволяющая найти концентрацию конденсата в зависимости от начальных и внешних условий и концентрации пассивной примеси z , связь которой с физическими координатами в струе задается на основе полуэмпирической теории турбулентных струй.

Основной характеристикой течения является величина $\chi = g_p/g_{v,0}$ (g_p — расход конденсата в текущем сечении струи, $g_{v,0}$ — начальный расход пара), характеризующая эффективность конденсации в струе и изменяющаяся от $\chi = 0$ (при $x = 0$) до предельного значения χ_∞ .

Главный результат численного моделирования состоит в том, что доминирующим процессом оказалась конденсация на мелких частицах несгоревшего топлива. Типичные данные расчетов показаны на фиг. 4, где представлены зависимости величин α_v и α_p от безразмерной поперечной координаты в сечении $x/R = 150$ (R — радиус сопла) для гомогенной (кривые 1) и гомогенно-гетерогенной (кривые 2) конденсации при характерных для высотных полетов начальных и граничных условиях. Введение примесных частиц в струю приводит к существенному увеличению содержания влаги на периферии струи (более чем на три порядка) и к соответствующему уменьшению содержания пара в зоне конденсации.

В дальнейшем будут использоваться данные только для гетерогенной конденсации.

На основе параметрических расчетов предложено считать, что средняя (по различным расчетным реализациям) величина $\chi_\infty = 0,01—0,02$ (хотя имелись варианты, для которых $\chi_\infty = 0,5$).

Данные по расходу g_p конденсата и параметрам гетерогенной фазы на срезе двигателя позволяют определить расход N_p частиц конденсата в струе (равный расходу гетерогенных частиц при $x = 0$) и размер r_p частиц конденсата

$$g_p = \alpha_{vf} g_f \chi_\infty, \quad N_p = \frac{3\alpha_{pf} g_f}{4\pi\rho^* r_{p0}^3} \quad (5.1)$$

$$r_p^3 = \frac{3g_p}{4\pi\rho_b N_p} = r_{p0}^3 \chi_\infty \frac{\rho^* \alpha_{vf}}{\rho_b \alpha_{pf}}$$

Здесь α_{pf} и α_{vf} — отношение массы несгоревших частиц топлива и массы паров воды в двигателе к массе топлива, ρ^* и ρ_b — истинные плотности несгоревших частиц и воды, g_f — расход топлива. Полагая $\alpha_{vf} \approx 1$ (см. разд. 2), $\alpha_{pf} = 10^{-4}$, $\rho^*/\rho_b = 0,6$, $\chi_\infty = 0,02$, находим, что $r_p/r_{p0} = 5$, т. е. частицы конденсата

имеют размер, заведомо меньший 1 мкм. Время замерзания таких частиц в холодной атмосфере не превышает 1 с (см. разд. 4), и можно предположить, что весь «двигательный» конденсат становится частицами льда с указанным размером r_p .

Распространяя этот результат на весь мировой парк дозвуковой реактивной авиации, считая, что двигательный аэрозоль равномерно распределяется в слое $4\pi R^2 \Delta H$, где R — радиус Земли, ΔH — высота слоя, и учитывая, что время τ_i жизни аэрозоля в слое над тропопаузой намного меньше года, находим

$$M_i = \alpha_{\text{эф}} \chi_{\infty} \tau_i M_f, \quad N_i = \frac{3\alpha_p \tau_i M_f}{4\pi r_p^3}, \quad n_i = \frac{N_i}{4\pi R^2 \Delta H} \quad (\tau_i = 0,05 \text{ года}) \quad (5.2)$$

Здесь M_f — годовой расход топлива мировой дозвуковой реактивной авиацией, M_i и N_i — суммарная масса и количество частиц льда размером r_p , добавленных в атмосферу, n_i — соответствующее увеличение плотности частиц льда в атмосфере.

Первая формула в (5.2) получена на основе феноменологического уравнения

$$\frac{dQ}{dt} = -\frac{Q}{\tau} + M, \quad Q(0) = 0; \quad M = \text{const}$$

описывающего изменение добавляемой в атмосферный слой массы аэрозоля Q в результате включения в момент $t=0$ источника постоянной интенсивности M с учетом эффекта истощения слоя, характеризуемого временем τ . Из решения этого уравнения следует, что $Q = M\tau$ при $t \gg \tau$.

Количественные оценки по формулам (5.1), (5.2) будут представлены ниже.

6. Модель образования авиационного сульфатного аэрозоля. Оценки [1, 7] влияния авиации на интенсивность атмосферного аэрозольного сульфатного слоя производились ранее в простейшем варианте, когда масса M_1 сернистого газа, поступающая из двигателей, сразу же, минуя двигательную струю, внедрялась в атмосферу и эволюционировала в соответствии с закономерностями, указанными в разд. 4. Так как величина M_1 относительно мала, то делается вывод о второстепенном влиянии авиации на аэрозольный слой [7].

Однако учет физико-химических процессов непосредственно в двигательной струе в значительной степени может изменить этот вывод. Анализ этого эффекта содержит три этапа: доказательство возможности образования паров серной кислоты непосредственно в струе, обоснование возможности эффективной бинарной нуклеации в турбулентной струе, эволюция ядер конденсации в атмосфере.

В рамках модели (4.1) процессы образования и убыли SO_2 в сопле и выходящей из него струи рассматривались в [17]. Однако содержание атомарных O и H в двигательных струях значительно меньше, чем содержание OH [1, 9, 10]. В связи с этим возникает задача анализа химической модели (4.2) применительно к двигательным струям.

Кинетические уравнения, соответствующие модели (4.2), записанные для мгновенных величин, имеют вид

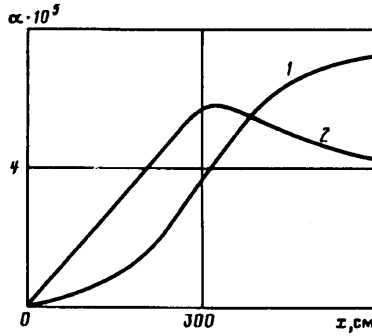
$$\frac{d\rho_\beta}{dt} = m_\beta W_\beta, \quad \beta = \{\text{SO}_2, \text{N}_2, \text{OH}, \text{H}_2\text{O}, \text{HSO}_3, \text{SO}_3, \text{H}_2\text{SO}_4\} \quad (6.1)$$

$$W_1 = -\frac{k_1 \rho^3 \alpha_1 \alpha_2 \alpha_3}{m_1 m_2 m_3}, \quad W_2 = 0$$

$$W_3 = W_1 - Y, \quad W_4 = -Y - Z$$

$$W_5 = -W_1 - Y, \quad W_6 = Y - Z, \quad W_7 = Z$$

$$Y = \frac{k_2 \rho^2 \alpha_3 \alpha_5}{m_3 m_5}, \quad Z = \frac{k_3 \rho^2 \alpha_4 \alpha_6}{m_4 m_6}$$



Фиг. 5

Здесь k_1, k_2, k_3 — константы скоростей для трех реакций в (4.2), X — молекула N_2 , m_β — масса одной молекулы сорта β .

Константы скоростей реакции задаются формулами [1]

$$k_1 = \frac{k_\infty x(T)}{k_\infty + x(T)}, \quad x(T) = \frac{k_0 \rho \alpha_2}{m_2}, \quad k_0 = 3 \cdot 10^{-31} \left(\frac{T}{300} \right)^{-2,9} \text{ см}^6/\text{с} \quad (6.2)$$

$$k_\infty = 2 \cdot 10^{-12} \text{ см}^3/\text{с}, \quad k_2 = 1,0 \cdot 10^{-11} \text{ см}^3/\text{с}, \quad k_3 = 9,1 \cdot 10^{-13} \text{ см}^3/\text{с}$$

Источниковый член в (3.12) дается формулой $\omega_\beta = m_\beta W_\beta - \alpha_\beta v \nabla \rho$.

Рассмотрим одномерный аналог уравнений (3.12) без учета диффузии. Соответствующие уравнения совпадают с (3.13) при $z=1$. Этими уравнениями описывается течение внутри сопла и течение в ядре турбулентной струи. Начальные условия задаются в виде

$$x=0: \alpha_1 = 10^{-4}, \quad \alpha_2 = 0,89, \quad \alpha_3 = 10^{-4}, \quad \alpha_4 = 0,02, \quad \alpha_5 = \alpha_6 = \alpha_7 = 0 \quad (6.3)$$

Величины ρ, T, u считаются постоянными и соответствующими срезу сопла. Были выбраны значения $T = 554 \text{ К}$, $u = 5,25 \cdot 10^4 \text{ см/с}$, $\rho = 1,3 \cdot 10^{-4} \text{ г/см}^3$. При этих условиях $k_1 = 10^{-12} \text{ см}^3/\text{с}$. Распределение «наработанной» концентрации α_7 паров серной кислоты и величины α_3 показаны на фиг. 5 кривыми 1 и 2. При этом условия для конденсации паров H_2SO_4 не возникают.

Если полученное решение применить для течения внутри сопла, то следует заключить, что определенное количество паров H_2SO_4 имеется на срезе двигателя. Оно меньше, чем на фиг. 5, так как начальная величина α_3 должна быть выбрана меньшей, чем в (6.3). (Поэтому утверждение, что сера на срезе сопла содержится главным образом в сернистом газе, сохраняет свою силу.) Пары H_2SO_4 смешиваются с окружающей средой, и в первом приближении их распределение в слое смешения (возникающего около кромки сопла) можно аппроксимировать соотношением для «замороженной» концентрации: $\alpha_7/\alpha_7^{(0)} = z$, где $\alpha_7^{(0)}$ — концентрация паров H_2SO_4 на срезе двигателя, z — концентрация пассивной примеси. Анализ слоя смешения показывает, что в нем вследствие одновременного изменения α_7 и T могут возникнуть условия для бинарной конденсации $H_2O + H_2SO_4$.

Соотношения для бинарной конденсации условно можно представить в следующем виде [8, 32]:

$$p_{7e} = p_{7e}(c, T), \quad p_{ve} = p_{ve}(c, T) \quad (6.4)$$

$$r_{ps}^* = r_{ps}^*(p_7, p_v, T, c), \quad I = I(p_7, p_v, T, c)$$

где индексы 7 и v относятся к парам H_2SO_4 и H_2O соответственно, p_{7e} и p_{ve} — давления насыщения над поверхностью водного раствора серной кислоты с кон-

центрацией c , r_{ps}^* — критический размер капель-зародышей, I — скорость нуклеации. В формулах (6.4) не учитывается кривизна поверхности капель.

Предполагая, что пары воды находятся в равновесии с раствором H_2SO_4 , получаем соотношение $p_v = p_{vs}(c, T)$, которое позволяет определить кислотность как функцию от p_v , T и выразить r_{ps}^* и I через p_v , p_v и T .

Расчеты величин I и r_{ps}^* , проведенные по распределениям параметров для замороженных компонент H_2SO_4 и H_2O , дали значения $I = 10^5 - 10^{10} \text{ см}^{-3} \text{ с}^{-1}$, $r_{ps}^* = 10^{-3} - 10^{-2} \text{ мкм}$, $c = 0,2 - 1,0$. При этом основная масса паров H_2SO_4 переходит в жидкую фазу сульфатных ядер-зародышей.

Аналогичный вывод на основе одномерного решения можно сделать и непосредственно для струи. Согласно расчетам, на основном участке струи генерируется значительное количество паров H_2SO_4 . В области смешения создаются условия пересыщения, происходит интенсивная бинарная нуклеация, возникают мелкие капли-зародыши и, в первом приближении, вся масса паров H_2SO_4 , по порядку величин равная массе сернистого газа на срезе сопла, переходит в зародыши. Попадая в окружающую среду с пересыщенными парами H_2SO_4 , капли-зародыши растут вследствие конденсации и достигают равновесного размера r_{ps}^+ , соответствующего фоновой атмосфере.

На основе предложенной приближенной модели образования сульфатных аэрозолей находятся следующие суммарные характеристики:

$$M_{ps} = 2\alpha_{s,r} M_f, \quad N_{ps} = \frac{3M_{ps}}{4\pi\rho^+ r_{ps}^3}$$

$$N_{ps}^+ = N_{ps} \tau_{ps}, \quad M_{ps}^+ = 4/3\pi\rho^+ (r_{ps}^+)^3 N_{ps}^+$$

$$n_{ps} = \frac{N_{ps}^+}{4\pi R^2 \Delta H}$$

Здесь M_f , M_{ps} и M_{ps}^+ — просуммированные по всему парку дозвуковой реактивной авиации масса авиационного углеводородного топлива, масса сульфатных аэрозолей, содержащихся в струях (согласно модели, $M_{ps} \approx M_f = 1,5M_f = 1,5(2\alpha_{s,r} M_f)$; коэффициент 1,5 далее опускается) и масса сульфатных аэрозолей, образующихся из «струйных» ядер нуклеации в результате их конденсационного роста во внешней атмосфере, рассчитанная с учетом поправочного коэффициента — времени жизни частиц τ_{ps} . Величины N_{ps}^+ и n — суммарное число аэрозольных сульфатных частиц и их концентрация, которые добавляются в атмосферу в результате действия антропогенного авиационного источника.

Результаты расчетов по представленным в разд. 5, 6 формулам приведены в таблице.

7. Экологические прогнозы. Изменение дисперсных характеристик аэрозольного слоя атмосферы в результате действия авиационного антропогенного источника приводит к изменению оптической толщины $\Delta\tau$ этого слоя. Величина $\Delta\tau$ определяется формулой $\Delta\tau = H\Delta\beta$, где $\Delta\beta$ — изменение коэффициента ослабления солнечного излучения аэрозольным слоем толщины $H = \Delta H$. При однократном рассеянии света на частицах величина $\Delta\beta$ рассчитывается по формуле

$$\Delta\beta = \pi r^2 n K(m, l, \lambda), \quad l = \frac{2\pi r}{\lambda} \quad (7.1)$$

где n — концентрация дополнительно возникающих частиц в аэрозольном слое (вследствие действия авиационного источника), r — радиус частиц, K — фактор ослабления падающего излучения, m — комплексный показатель преломления, λ — длина волны излучения. Полагая $\lambda = 0,5 - 0,7 \text{ мкм}$ (солнечное излучение), $r = 0,2 \text{ мкм}$, находим, что $l > 1$, и в первом приближении можно принять, что

$K \approx K(m, \infty, \lambda) = 2$. Используя данные в таблице, получаем $\Delta\tau = 0,02$ для периода 2000—2005 гг. и $\Delta\tau = 0,08$ для 2015—2020 гг. полагается $H = 10$ км.

Найденная величина $\Delta\tau$ сравнима с оптической толщиной слоя невозмущенной атмосферы толщины H и на порядок меньше оптической величины всего атмосферного слоя.

Для определения изменения температуры ΔT у поверхности Земли вследствие изменения оптической толщины аэрозольного слоя необходимо использовать различные современные климатические модели [1, 3]. Так, в [2] на основе радиационно-конвективной модели, в предположении, что капли состоят из 75%-ного раствора серной кислоты, с помощью численного моделирования получена приближенная формула

$$\Delta T = -T^{\circ} \Delta\tau, \quad T^{\circ} = 6,3-10 \text{ К} \quad (7.2)$$

Атмосферные аэрозоли авиационного происхождения состоят из частиц льда и частиц с раствором серной кислоты, оптические характеристики которых, вообще говоря, различны. Показатели преломления льда и серной кислоты близки друг к другу ($n = 1,3$ и $1,4$ соответственно), но показатель поглощения для льда ($\kappa = 10^{-4}$) намного больше, чем для серной кислоты ($\kappa = 10^{-8}$).

Тем не менее для получения грубых оценок будем использовать формулу (7.2). Согласно (7.1), (7.2), реактивная дозвуковая авиация может привести к уменьшению температуры поверхности Земли на $0,2-0,8$ К. Этот эффект охлаждения обусловлен ослаблением солнечной радиации аэрозольным слоем. Отождествление же оптических характеристик ледяных и сульфатных аэрозолей вносит некоторую погрешность в полученные данные, так как «парниковый» эффект от частиц льда больше, чем от сульфатных частиц.

Указанное уменьшение температуры поверхности Земли сопоставимо с эффектом потепления вследствие увеличения в атмосфере углекислого газа (парниковый эффект). При этом также необходимо учитывать авиационные ледяные аэрозоли, поглощающие свойства которых существенно отличаются от характеристик фоновых аэрозольного слоя.

Проведенное исследование, конечно, имеет предварительный характер. Оно включает в себя анализ газодинамических, физико-химических, атмосферных, радиационных процессов, проработанность которых неодинакова и далека от завершения. Однако с определенностью можно сказать, что решающее значение в проблеме образования авиационных аэрозолей имеют процессы в турбулентных струях, включение которых в общую модель привело к новым количественным оценкам и качественным результатам. Поэтому большое внимание должно уделяться исследованиям турбулентных течений с одновременным протеканием химических и гетерогенных процессов.

Следует также еще раз подчеркнуть, что авиационный антропогенный фактор — генерация атмосферных аэрозолей над тропопаузой самолетами дозвуковой реактивной авиации — в начале следующего века может оказаться сравнимым с традиционными антропогенными факторами.

Авторы выражают благодарность А. Б. Лебедеву за активную помощь в работе и обсуждение ее результатов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Massa R. J., Ostherr F., Penndorf R. CIAP: Atmospheric monitoring and experiments//The program and results. Final report. United State Depart. Transportation. 1975. DOT-TST-75-106. P. 363.
2. Кондратьев К. Я., Москаленко Н. И., Поздняков Д. В. Атмосферный аэрозоль. Л.: Гидрометеоздат, 1983. 224 с.
3. Зуев В. Е., Креков Г. М. Оптические модели атмосферы. Л.: Гидрометеоздат, 1986. 255 с.
4. Hofmann D. J. Increase in the stratospheric background sulfuric acid aerosol mass in the past 10 years//Science. 1990. V. 248. № 498. P. 996—1000.
5. Hofmann D. J. Aircraft sulphur emissions//Nature. 1991. V. 349. № 6311. P. 659.
6. Turco R. P., Toon O. B., Whitten R. C. A one-dimensional model describing aerosol formation and evolution in the stratosphere. I. Physical processes and mathematical analogs//J. Atmos. Sci. 1979. V. 36. № 4. P. 718—736.

7. *Turco R. P., Toon O. B., Pollack J. B. et al.* Stratospheric aerosol modification by supersonic transport and shuttle operations — climate implications//*J. Meteorology*. 1980. V. 19. № 1. P. 78—89.
8. Вулканы, стратосферный аэрозоль и климат Земли/Под ред. С. С. Хмелевцова. Л.: Гидрометеиздат, 1986. 256 с.
9. *Johnston H. S., Kinnison D. E., Wuebbles D. J.* Nitrogen oxides from high-altitude aircraft; An update of potential effects on ozone//*J. Geophys. Res.* 1989. V. 94. № D13. P. 6351—6363.
10. *Miake-Lye R. C.* HSCAT: Aircraft emissions: Atmospheric effects of stratospheric aircraft//*High Speed Res. Program. Annual meeting*. Virginia Beach. USA, January, 1991. P. 5—6.
11. *Ватажин А. Б., Валеев Р. С., Лихтер В. А. и др.* Исследование турбулентных паровоздушных струй при наличии конденсации и введении в поток посторонних частиц//*Изв. АН СССР. МЖГ*. 1984. № 3. С. 53—61.
12. *Ватажин А. Б., Лебедев А. Б., Мареев В. А.* Математическое моделирование различных режимов конденсации в турбулентных изобарических струях//*Изв. АН СССР. МЖГ*. 1985. № 1. С. 59—67.
13. *Ватажин А. Б., Клименко А. Ю., Лебедев А. Б., Сорокин А. А.* Гомогенная конденсация в турбулентных затопленных изобарических струях//*Изв. АН СССР. МЖГ*. 1988. № 2. С. 43—52.
14. *Ватажин А. Б., Лебедев А. Б., Сорокин А. А.* Исследование гомогенной и гетерогенной конденсации в спутных турбулентных паровоздушных изобарических струях//*Тр. ЦИАМ им. П. И. Баранова*. 1991. № 1287. С. 118—130.
15. *Пискунов В. А., Зрелов В. Н., Василенко В. Т. и др.* Химмотология в гражданской авиации: Справочник. М.: Транспорт, 1983. 248 с.
16. *Канило П. М., Подгорный А. Н., Христинич В. А.* Энергетические и экологические характеристики ГТД при использовании углеводородных топлив и водорода. Киев: Наук. думка, 1987. 222 с.
17. *Anderson L. B., Meyer J. W., McLean W. J.* Turbojet exhaust reactions in stratospheric flight//*AIAA Pap.* 1973. № 73—99. P. 9.
18. *Wuebbles D. J., Mc Cracken M. C., Luther F. M.* A proposed reference set scenarios for radiatively active atmospheric constituents//*Rep. UCRL-90605*. Lawrence Livermore Nat. Laboratory. 1984.
19. Теория турбулентных струй//Под ред. Г. Н. Абрамовича. М.: Наука, 1984. 716 с.
20. *Strum M. L., Toor H. L.* Temperature measurement in condensing jets. Pittsburgh: Carnegie Mellon Univ., 1991. P. 34.
21. *Strum M. L., Toor H. L.* Microphysical measurements of fog in a turbulent jet. Pittsburgh: Carnegie Mellon Univ, 1991. P. 49.
22. *Кузнецов В. Р., Лебедев А. Б., Секундов А. Н., Смирнова И. П.* Расчет турбулентного диффузионного факела горения с учетом пульсаций концентрации и архимедовых сил//*Изв. АН СССР. МЖГ*. 1977. № 1. С. 30—40.
23. *Стернин Л. Е.* Основы газодинамики двухфазных течений в соплах. М.: Машиностроение. 1974. 211 с.
24. *Friedlander S. K.* Smoke, dust, and haz: fundamentals of aerosol behavior. N. Y.: Wiley, 1977. P. 317.
25. *Brock J. R., Kuhn P. J., Zehavi D.* Condensation aerosol formation and growth in a laminar coaxial jet: Experimental//*J. Aerosol. Sci.* 1986. V. 17. № 1. P. 11—22.
26. *Brock J. R., Oates J.* Moment simulation of aerosol evaporation//*J. Aerosol Sci.* 1987. V. 18. № 1. P. 59—64.
27. *Кузнецов В. Р., Сабельников В. А.* Турбулентность и горение. М.: Наука. 1986. 287 с.
28. *Khalil E. E., Spalding D. B., Whitelaw J. H.* The calculation of local flow properties in two-dimensional furnaces//*Int. J. Heat and Mass Transfer*. 1975. V. 18. № 6. P. 775—791.
29. *Оран Э., Борис Дж.* Численное моделирование реагирующих потоков. М.: Мир, 1990. 661 с.
30. *Aerosol microphysics. I. Particle interaction*/Ed. W. H. Marlow. Berlin A. O.: Springer. 1980. P. 160 (Topics in Current Physics. V. 16.).
31. *Асатуров М. Л.* Модель формирования аэрозольного слоя в стратосфере//*Метеорология и гидрология*. 1984. № 2. С. 31—38.
32. *Seinfeld J. H.* Atmospheric chemistry and physics of air pollution. N. Y.: Wiley, 1986. P. 738.
33. *Кароль И. Л., Розанов В. В., Тимофеев Ю. М.* Газовые примеси в атмосфере. Л.: Гидрометеиздат, 1983. 192 с.
34. *Воловиков С. А., Коломеев М. П., Хмелевцов С. С., Герматюк Ю. К.* Влияние вулканических извержений на приземную температуру//*Тр. Ин-та экспр. метеорол.* 1987. Вып. 43(128). С. 33—45.
35. *Kotake S., Glass I. J.* Flows with nucleation and condensation//*Progr. in Aerospace Sci.* 1981. V. 19. № 2—4. P. 129—196.

Москва

Поступила в редакцию
20.III.1992