

УДК 534.29

## НЕКОТОРЫЕ ОСОБЕННОСТИ ДИНАМИКИ АТМОСФЕРНОГО АЭРОЗОЛЯ В НОСОВОЙ ПОЛОСТИ

О.Г. Азручин<sup>1</sup>, Н.И. Белецкий<sup>2</sup>, А.И. Березняков<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Харьковский национальный университет радиоэлектроники, пр. Ленина, 14, Харьков, 61166, Украина

<sup>2</sup>Харьковский национальный университет им. В.Н. Каразина, пл. Свободы, 4, Харьков, 61077, Украина

Поступила в редакцию 4 октября 2007 года

Построена упрощенная модель носовой полости, для которой рассмотрены процессы изменения концентрации атмосферного аэрозоля со временем. Получено уравнение рассеяния атмосферного аэрозоля в носовой полости с учетом гравитационной конвекции. Показано, что в дополнение к механической фильтрации крупнодисперсных частиц, которая осуществляется ноздревыми волосками, существует специфическая аэродинамическая фильтрация мелкодисперсных частиц атмосферного аэрозоля - «автофильтрация», обусловленная пропусканием запыленного воздуха через мелкозернистый фильтр, зернами которого являются капельки воды. Гравитационная конвекция вместе приводит при величинах градиента аксиальной

скорости  $\frac{\partial u_z}{\partial r}$ , превышающей  $10^4 \text{ с}^{-2}$ , что приводит к увеличению интенсивности осаждения частиц

аэрозоля на стенках носовой полости, что является «автофильтрацией» частиц примесей.

**КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА:** носовая полость, атмосферный аэрозоль, мелкодисперсные частицы, коагуляция, фильтрация, аксиальная скорость, гравитационная конвекция.

Процесс пропускания воздуха через ноздри носовой полости в настоящее время еще недостаточно изучен. Его изучение усложняется отсутствием информации о физических, физико-химических и биологических свойствах слизистой оболочки, которые непосредственно соприкасаются с потоком воздуха, поэтому создание адекватной аэродинамической модели этого процесса представляет собой весьма сложную задачу. При этом следует иметь в виду, что с тканями носовой полости соприкасается не только молекулы газов, входящие в состав воздуха, но и содержащиеся в нем тонкодисперсные частицы - атмосферный аэрозоль.

### ПЛАНИМЕТРИЧЕСКАЯ ЗАДАЧА И МОДЕЛЬ

Цель данной работы заключается в установлении основных аэродинамических закономерностей, характеризующих процесс пропускания воздуха через носовую полость и особенностей, возникающих при изменении состояния атмосферного аэрозоля, находящегося в воздухе и движущегося вместе с ним в носовой полости. При этом предполагается, что после фильтрации крупнодисперсных частиц ноздревыми волосками в носовой полости содержится в основном тонкодисперсные компоненты аэрозоля, участвующие в тепловом движении и движущиеся упорядоченно вместе с потоком воздуха. В качестве одной из особенностей динамики проточной системы рассматривается влияние градиента аксиальной скорости на процесс автофильтрации.

#### Планиметрическая модель носового хода

Условимся называть носовым ходом совокупность общего, а также нижнего, среднего и верхнего носовых ходов. Наличие носовых ходов в такой начальной модели учитывается косвенно, как фактор, влияющий на средний диаметр носового хода.

В грубом приближении такая модель планиметрически соответствует совокупности двух усеченных конусов общей высотой (длина носового хода)  $\lambda \approx 100 \text{ мм}$ , имеющих общее большее основание (мидельно сечение) радиусом  $R_0 \approx 45 \text{ мм}$  со средним углом наклона образующих  $\alpha \approx 0,03 \text{ рад}$ ; (рис. 1) радиусы меньшего основания имеют значения  $r_1 \approx 25 \text{ мм}$  (входное отверстие) и  $r_2 \approx 35 \text{ мм}$  (выходное отверстие). Эти значения согласуются с данными о значении расхода и скорости потока, приведенными в [1]. В рамках данной упрощенной модели профиль стенки носового хода приближенно задается (в аксиальном сечении) уравнением

$$s = R_0 - \frac{1}{2} \lambda \alpha \frac{s}{\lambda}, \quad (1)$$

где  $s$  - расстояние (в метрах) от начала, совпадающей со спрямленной осью носового хода, до стенки носа в выбранном аксиальном сечении.

Падение давления воздушного потока, содержащего аэрозоль, в носовой полости можно приближенно оценить на основании уравнения Бернулли, основываясь на средних значениях скоростей на входе ( $v_1$ ) и выходе ( $v_2$ ) из носового хода:  $v_1 \approx 5$  м/с,  $v_2 \approx 3,5$  м/с [1], которые определяют граничные условия в рамках данной модели. Тогда разность давлений между этими точками  $\Delta p = \frac{\rho}{2}(v_1^2 - v_2^2) \approx \frac{1,3}{2}(5^2 - 3,5^2) \approx 10$  Па, а средняя величина градиента давления по длине носового хода  $\text{grad}_z p = 100$  Па/м. Приведем необходимые для дальнейшего изложения физико-механические характеристики воздушного потока (при температуре  $T \approx 300$  К): плотность  $\rho = 1,3$  кг/м<sup>3</sup>; динамическая вязкость  $\eta = 1,7 \cdot 10^{-5}$  Па·с (здесь не учитывается слабое линейное возрастание вязкости с ростом объемной концентрации).

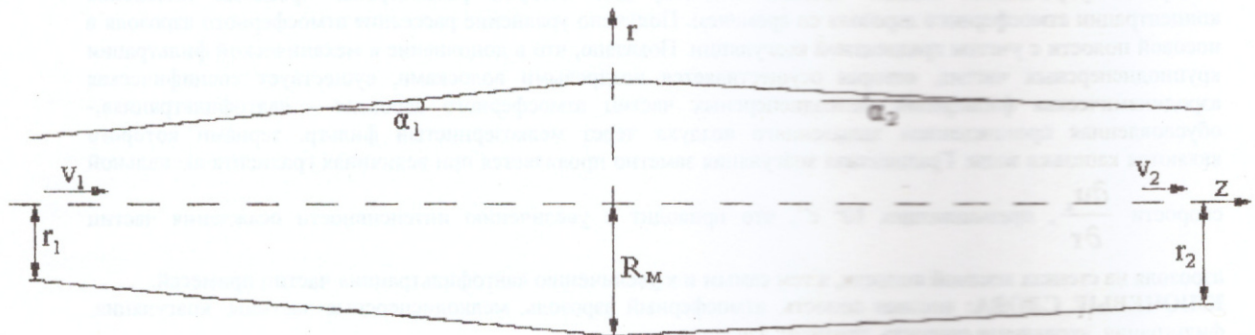


Рис. 1. Упрощенная геометрическая модель носового хода

#### АНАЛИЗ МОДЕЛИ И ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Для описания основных аэродинамических закономерностей распространения воздушного потока, содержащего аэрозоль, в носовой полости прежде всего необходимо установить степень его турбулентности и сжимаемости (под степенью сжимаемости подразумевается состояние газа, в котором он может рассматриваться либо как несжимаемая среда либо, напротив, как среда, сжимаемость которой является существенной в данных условиях).

При определении степени турбулентности будем исходить из критического значения числа Рейнольдса  $Re_c = 2300$  для цилиндрической трубы. Численную оценку величины числа Рейнольдса для рассматриваемой модели получим, подставляя в формулу

$$Re = \frac{\rho v \cdot 2r}{\eta}$$

значения величин  $r = 0,0045$  м и  $v = 2,75$  м/с для миделевого сечения, в результате чего  $Re \approx 1,4 \cdot 10^3$ , что меньше критического значения этой величины (с повышением температуры  $Re$  становится еще меньше). Таким образом, течение воздуха в носовых ходах при температуре  $T \geq 300$  К можно считать ламинарным, хотя при повышении интенсивности дыхания (до средней скорости 3,5 м/с)  $Re$  достигает своего критического значения, и течение становится турбулентным. Развитию турбулентности способствует также и схождение двух воздушных потоков за носовой перегородкой, что приводит к возникновению поверхности раздела в результирующем потоке и образованию многочисленных неустойчивых вихрей.

Определение степени сжимаемости воздуха производится на основании уравнения неразрывности. Запишем уравнение неразрывности сплошной среды в виде

$$\frac{d\rho}{dt} + \rho \text{div} \vec{u} = 0, \quad (2)$$

Представляя  $\text{div} \vec{u}$  в цилиндрической системе координат, получаем

$$\frac{1}{\rho} \cdot \frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial (ru_r)}{\partial r} + \frac{1}{r} \frac{\partial u_\alpha}{\partial \alpha} + \frac{\partial u_z}{\partial z} = 0.$$

Для аксиальносимметричного потока  $\frac{\partial u_\alpha}{\partial \alpha} = 0$ , и тогда после очевидных преобразований имеем

$$\frac{1}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{u_r}{r} + \frac{\partial u_r}{\partial r} + \frac{\partial u_z}{\partial z} = 0, \quad (3)$$

где  $\rho$  - плотность среды,  $u_r$  - радиальная скорость перемещения воздушного потока,  $u_z$  - аксиальная скорость перемещения воздушного потока, совпадающая по направлению с осью носового хода.

Произведем численную оценку величин  $\frac{\partial u_z}{\partial z}$  и  $\frac{\partial \rho}{\partial t}$ . Среднее значение дивергенции аксиальной скорости

$$\frac{\partial u_z}{\partial z} \approx \frac{\Delta u_z}{\Delta z} = \frac{3.5 - 5}{0.1} = -15 \text{ c}^{-1}.$$

Оценим теперь величину производной от плотности по времени, считая газ близким к идеальному, а процесс его распространения в носовой полости - близким к изотермическому; тогда из уравнения Клапейрона - Менделеева имеем

$$\frac{d\rho}{dt} = \frac{1}{R_\mu T} \cdot \frac{d\rho}{dt}, \quad (4)$$

где  $R_\mu = \frac{R}{\mu} = 287 \frac{\text{м}^2}{\text{с}^2 \cdot \text{К}}$  - универсальная газовая постоянная для воздуха.

Производную от давления заменим средним значением изменения давления в процессе вдоха или выдоха

к его продолжительности, т. е. положим  $\frac{d\rho}{dt} \approx \frac{\Delta \rho}{\Delta t}$ . По данным работы [1], изменение давления  $|\Delta \rho|$  в

процессе вдоха или выдоха (средняя продолжительность которых приблизительно равна  $\sim 1,5 \text{ c}$ ) составляет величину, абсолютное значение которой близко к 300 Па. Тогда, подставляя в формулу (4) соответствующие значения численных величин при температуре 300 К, находим

$$\left| \frac{d\rho}{dt} \right| = \frac{1}{287 - 300} \cdot \frac{300}{1,5} = 2,3 \cdot 10^{-3} \frac{\text{кг}}{\text{м}^3 \cdot \text{с}}.$$

Подставляя найденные средние значения производных в уравнение (3), получим

$$\frac{u_r}{r} + \frac{\partial u_r}{\partial r} = \pm \frac{2,3 \cdot 10^{-3}}{1,3} + 15 \text{ c}^{-1}.$$

Поскольку первый член в правой части этого уравнения (среднее значение производной  $\frac{d\rho}{dt}$ )

пренебрежимо мал по сравнению со вторым, который представляет собой дивергенцию аксиальной скорости, можно считать, что

$$\text{div } \vec{u} \approx 0,$$

т. е. в данных условиях воздух можно рассматривать как несжимаемую среду, что соответствует утверждению Л.Г. Лойцянского [2, стр. 13] о том, что «в случае слабых перепадов давления, малых скоростей и отсутствия сколько-нибудь значительных вихрей газ можно с достаточно большой степенью приближения рассматривать как несжимаемый».

При аксиально-симметричном течении несжимаемой среды ее скорость зависит от радиуса по параболическому закону [2]:

$$u_z = u_{z(\text{max})} \left( 1 - \frac{r^2}{s^2} \right), \quad (5)$$

где максимальная по сечению скорость  $u_{z(\text{max})}$  равна удвоенному значению средней по сечению

скорости  $\langle u_z \rangle$ . Поскольку площадь сечения носового хода изменяется вдоль оси  $z$ , максимальная по сечению скорость для произвольного значения  $z$  определяется вытекающим из условия несжимаемости соотношением

$$u_{z(\max)} = u_{z(0)} \left( \frac{r_1}{s} \right)^2, \quad (6)$$

где  $u_{z(0)}$  - скорость в точке  $z = 0$ .

Тогда уравнение (5) приобретает вид

$$u_z = u_{z(0)} \left( \frac{r_1}{s} \right)^2 \left( 1 - \frac{r^2}{s^2} \right). \quad (7)$$

Как видно из формулы (6), максимальная аксиальная скорость уменьшается с ростом радиуса сечения носового хода, а поскольку средняя скорость по сечению равна половине максимальной, то она также уменьшается, что обусловлено пренебрежимо малой сжимаемостью воздуха в данных условиях. При этом, в соответствии с уравнением Бернулли, при вдохе давление в направлении от входа в носовой ход к носоглотке должно возрастать, т. е. локальный градиент давления  $\text{grad}_{\text{loc}}$  в пределах расширяющегося участка носового хода противоположен общему градиенту давления  $\text{grad}_{\text{genP}}$  в пределах всего дыхательного пути в носовой полости (от ноздрей до носоглотки). По данным [1] разность давлений между ноздрей и носоглоткой составляет около 750 Па на расстоянии около 15 см, следовательно  $\text{grad}_{\text{genP}} \approx 5000$  Па/м, в то время как величина локального градиента давления, как указывалось выше, составляет около 100 Па/м. Описанная ситуация в технической аэродинамике соответствует распространению несжимаемого газа в диффузоре. При дальнейшем распространении вдыхаемый воздушный поток проходит через зону сужения носового хода, где давление падает по мере приближения к носоглотке. На этом участке локальный градиент давления совпадает с общим градиентом. При выдохе же, когда общий градиент давления изменяет свое направление, имеет место обратная ситуация, т. е. на участке носоглотка – миделево сечение локальный градиент давления противоположен общему, а при дальнейшем перемещении оба градиента направлены одинаково – в сторону уменьшения давления, что является характерным для конфузора. При этом наиболее мелкие частицы аэрозоля, которые при вдохе тормозятся при движении к носоглотке при прохождении диффузора и ускоряются при прохождении конфузора, а при выдохе получают вначале отрицательное, а затем положительное дополнительное ускорение в направлении к ноздре. Благодаря этому возникает специфическая аэродинамическая фильтрация мелкодисперсных частиц атмосферного аэрозоля в дополнение к механической фильтрации крупнодисперсных частиц, которая осуществляется ноздревыми волосками. Для объяснения механизма этой фильтрации следует учитывать, что с понижением скорости газового потока в диффузоре происходит укрупнение капель воды [3], обусловленное понижением температуры (хотя и небольшим в случае носового хода). По данным [3], увеличение объема и площади поверхности капель приводит к увеличению контакта между каплями и тонкодисперсными пылевыми частицами, в результате чего интенсивность гравитационной коагуляции образовавшихся при таком контакте агрегатов возрастает. При прохождении конфузора т. е. при возрастании скорости имеет место эффект дробления капель [3], причем в [4] установлен критерий дробления капель различных размеров:

капля начинает дробиться, когда величина  $\frac{\rho(u-v)^2 a}{\sigma}$  достигает значения  $1,75 \pm 0,2$  (здесь плотность

$\rho$  в г/см<sup>3</sup>, скорость потока  $u$  и скорость частиц  $v$  в м/с, коэффициент поверхностного натяжения  $\sigma$  в дин/см, средний размер  $a$  каплей в миллиметрах). Возникающее при дроблении капель увеличение их общей поверхности также способствует дополнительному захвату тонкодисперсных пылевых частиц. Таким образом, в носовом ходу происходит процесс фильтрации запыленного воздуха через «объемный, весьма мелкозернистый фильтр, зернами которого являются капельки воды» [3].

Среди процессов, происходящих в аэрозоле, важную роль играет уменьшение концентрации его частиц со временем, т. е. «рассасывание» или рассеяние аэрозоля, которое зачастую отождествляется с процессом коагуляции. Однако уменьшение числа частиц в единицу времени в общем случае может быть обусловлено не только их коагуляцией, но и другими процессами – такими как прилипание частиц к поверхности, ограничивающей объем аэрозоля (в этом случае скорость уменьшения концентрации пропорциональна уже не квадрату, а первой степени концентрации) и их электростатическим отталкиванием (для униполярно заряженного аэрозоля). Рассмотрим процессы рассеяния атмосферного аэрозоля в носовой полости, не принимая во внимание относительно слабый механизм прилипания частиц к стенкам и электрическое отталкивание, которое проявляется в специфических ситуациях и требует отдельного рассмотрения т. е. рассмотрим собственно коагуляцию.

Первый тип коагуляции - броуновская коагуляция - обусловлен диффузией частиц и описывается уравнением Смолуховского

$$-\left(\frac{dn}{dt}\right)_D = 8\pi a D n^2, \quad (8)$$

где  $n$  – счетная концентрация частиц (число частиц в  $1 \text{ м}^3$ );  
 $a$  – средний линейный размер частиц;  
 $D$  – коэффициент диффузии, определяемый уравнением

$$D = \frac{kT}{6\pi\eta a} \left(1 + A \frac{\lambda}{a}\right), \quad (9)$$

где  $\eta$  – динамическая вязкость воздуха;  
 $\lambda$  – длина свободного пробега молекул;  
 $A$  – поправка Каннингема ( $A \approx 0,8$ ).

При  $a \geq 0,5$  мкм вторым членом в скобках можно пренебречь по сравнению с единицей.

Кроме броуновской коагуляции, имеет место еще и так называемая градиентная коагуляция, которая является вторым фактором, влияющим на убыль концентрации аэрозоля, и описывается уравнением [2]

$$-\left(\frac{dn}{dt}\right)_g = \frac{64}{3} \pi a^3 n^2 \frac{\partial u_z}{\partial r}, \quad (10)$$

где  $\frac{\partial u_z}{\partial r}$  является модулем градиента аксиальной скорости вдоль радиального направления.

Представляя  $u_z$  в соответствии с уравнением (7), находим

$$\frac{\partial u_z}{\partial r} = -2u_{z(0)} \frac{r_1^2}{s^4} r. \quad (11)$$

Знак минус в последнем уравнении указывает на убывание аксиальной скорости  $u_z$  в направлении от оси к периферии, что является хорошо известным фактом.

Складывая уравнения (8) и (10) с учетом (11), найдем полную скорость коагуляции:

$$-\frac{dn}{dt} = 8\pi \left[ \left(1 + A \frac{\lambda}{a}\right) \frac{kT}{6\pi\eta} + \frac{16}{3} u_{z(0)} \frac{r_1^2}{s^4} a^3 r \right] n^2.$$

Полученное уравнение имеет очевидное решение

$$\frac{1}{n} = \frac{8}{3} \left[ \left(1 + A \frac{\lambda}{a}\right) \frac{kT}{2\eta} + 16\pi u_{z(0)} \frac{r_1^2}{s^4} a^3 r \right] t + \frac{1}{n_0}, \quad (12)$$

где  $n_0$  – начальная концентрация аэрозоля.

Как видно из полученного уравнения, обратная концентрация аэрозоля (т. е. средний объем, который приходится на одну частицу аэрозоля) линейно возрастает со временем, что соответствует убыванию концентрации аэрозоля обратно пропорционально времени. Из этого уравнения видно также, что концентрация аэрозоля в фиксированный момент времени тем меньше, чем больше размер его частиц. Последний результат является очевидным для седиментационного осаждения аэрозоля, которое, однако, не учитывается в рассматриваемой модели тонкодисперсного аэрозоля, где зависимость концентрации аэрозоля от размера его частиц связано с процессами градиентной коагуляции. Для чисто Броуновской

же коагуляции концентрация аэрозоля почти не зависит от размера частиц, так как поправка  $A \frac{\lambda}{a}$  в

уравнении (12) пренебрежимо мала по сравнению с единицей при  $a \geq 0,5$  мкм. Для анализа меры влияния градиентной коагуляции на концентрацию частиц аэрозоля рассмотрим график зависимости концентрации  $n$  от времени  $t$  в соответствии с уравнением (12) при различных значениях градиента

$\frac{\partial u_z}{\partial r}$  (рис. 2). Для оценки максимального значения этой величины положим в уравнении (11)

$u_{z(\max)} \approx 5 \text{ м/с}$  [1] и  $r \approx r_1 \approx s$ .

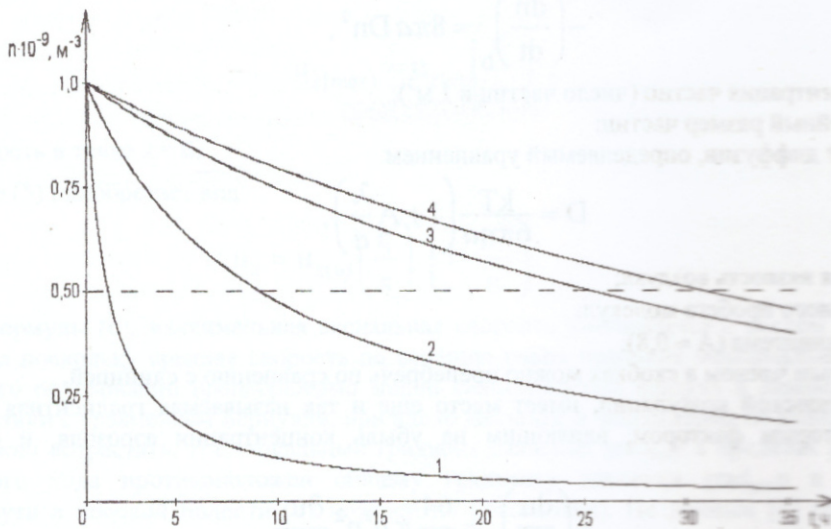


Рис.2. Зависимость концентрации  $n$  частиц аэрозоля от времени  $t$  при значениях средней величины градиента аксиальной скорости  $\frac{\partial u_z}{\partial r}$  вдоль радиального направления:

1-1000  $\text{с}^{-1}$ , 2 - 100  $\text{с}^{-1}$ , 3 - 10  $\text{с}^{-1}$ , 4- 0.01  $\text{с}^{-1}$ . Пунктиром отмечено половинное значение начальной коагуляции.

Как видно из графика, градиент аксиальной скорости оказывает существенное влияние на концентрацию (и на скорость ее изменения) частиц атмосферного аэрозоля при значениях  $\frac{\partial u_z}{\partial r}$  порядка  $10^2$  и  $10^3 \text{ с}^{-1}$ ;

при меньших порядках значения этой величины ее влияние на скорость коагуляции становится незначительным. Приведенное на графике значение начальной концентрации  $n_0 = 10^9 \text{ м}^{-3}$  атмосферного аэрозоля соответствует атмосфере промышленного города. Так как период полуквагуляции аэрозоля обратно пропорционален его начальной концентрации [5], при больших концентрациях, соответствующих значительным атмосферным загрязнениям, эта величина уменьшается. Поскольку с ростом расстояния  $r$  от оси носового хода (т. е. по мере приближения к стенке носовой полости) величина  $\frac{\partial u_z}{\partial r}$  в соответствии с уравнением (11) возрастает. Это приводит к увеличению интенсивности

осаждения частиц аэрозоля на стенках носовой полости, что способствует увеличению «автофилтрации» частиц примесей.

### ВЫВОДЫ

При вдохе и выдохе в носовой полости существует асимметрия распределения давления, благодаря чему наиболее мелкие частицы аэрозоля при вдохе вначале тормозятся при движении от ноздри к носоглотке и затем ускоряются при приближении к носоглотке, а при выдохе получают вначале отрицательное, а затем положительное дополнительное ускорение в направлении от носоглотки к ноздре. Благодаря этому возникает специфическая аэродинамическая фильтрация мелкодисперсных частиц атмосферного аэрозоля в дополнение к механической фильтрации крупнодисперсных частиц, которая осуществляется ноздревыми волосками. Эта фильтрация - «автофилтрация» - обусловлена прохождением запыленного воздуха через мелкозернистый фильтр, зернами которого являются капельки воды.

Градиентная коагуляция заметно проявляется при величинах градиента аксиальной скорости  $\frac{\partial u_z}{\partial r}$ , превышающих  $10^2 \text{ с}^{-1}$ , что приводит к увеличению интенсивности осаждения частиц аэрозоля на стенках носовой полости, а тем самым и к увеличению «автофилтрации» частиц примесей.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Chometon F., Gillicron P., Laurent J., Elbo D., Korfman P., Lecomte F., Sorrel-Dejerin N. Analyse Scientifique de l'Aérodynamique des Fosses Nasales. Actes du 106ème Congrès Paris (France) d'Oto-Rhino-Laryngologie et de Chirurgie de la Face et du Cou 1999.
2. Лойцянский Л.Г. Механика жидкости и газа. - М.: Наука, 1970. - 904 с.
3. Француз О.С., Шушляков А.В. Фильтрация запыленного газа в рабочей камере вихревого турбулентного промывателя / XIII международная научно-техническая конференция „Экология и здоровье человека. Охрана водного и воздушного бассейнов. Углубления отходов“. Сборник научных трудов. Т.1. - Харьков – Алушта, 2005. - С. 392 – 399.
4. Матвеев Л. Т. Курс общей метеорологии. Физика атмосферы. - Л.: Гидрометеиздат, 1976. – 639 с.
5. Фукс Н.А. Механика аэрозолей. - М.: Наука, 1952. - 304 с