

03

©1993 г.

ГИДРОДИНАМИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ШАРОВОЙ МОЛНИИ С ВОЗДУШНЫМ ПОТОКОМ ЛЕТАЮЩЕГО САМОЛЕТА

Н. И. Гайдук

Используя результаты наблюдений движения шаровой молнии большого радиуса в воздушных потоках летящего самолета, для специально подобранной модели устанавливаются уравнения ее движения, позволяющие исследовать характер ее движения в различных частных случаях, встречавшихся в реальных условиях. Построенные уравнения находят свое применение при описании взаимодействия молнии с воздушным потоком самолета и при установлении режимов полета, обеспечивающих безопасность его движения при встрече с молнией большого радиуса.

Введение

Опубликованный в литературе материал, посвященный проблеме шаровой молнии [1-7], убеждает нас в том, что построение теории этого явления вызывает большие затруднения и, следовательно, решение этой проблемы не может быть простым и очевидным. Скорее всего, следует ожидать, что она должна включать в себя ряд тесно связанных частных проблем из различных областей физики и решение общей проблемы может быть получено лишь после того, как удастся разрешить частные.

Одной из частных проблем, подлежащей решению в первую очередь, является та, в которой мы располагаем наиболее достоверными экспериментальными данными, касающимися четко установленных наиболее характерных ее физических свойств. Многочисленные наблюдения очевидцев [8-13] дают основание считать, что в вопросах движения недеформированной шаровой молнии большого радиуса в неоднородных воздушных потоках, создаваемых двигателями летательных аппаратов, мы располагаем наиболее полной информацией, а потому решению этой частной проблемы и следует отдать предпочтение. Используя данные экспериментальных наблюдений, построим динамические уравнения и исследуем законы движения шаровой молнии в воздушном потоке летящего самолета.

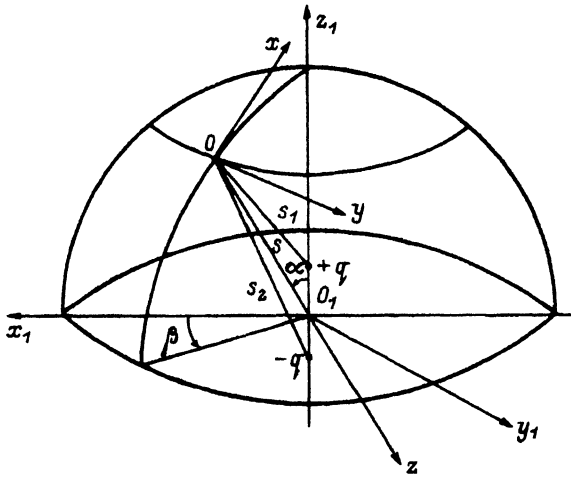
Наблюдения шаровой молнии в естественных условиях показывают, что в течение достаточно продолжительного времени своего существования она не изменяет заметным образом свои физические свойства

[1,2,4-7,14]. Это означает, что через ее поверхность практически отсутствуют потоки молекул воздуха из внешнего пространства и потоки частиц ее вещества изнутри, а имеет место лишь квазистационарный поток электронов внутрь молнии, возникающих при взаимодействии молекул воздуха с веществом молнии на ее поверхности. Вследствие этого процесса ее положительный заряд уменьшается со временем, ионизируя примыкающий к ее поверхности слой воздушной среды, а характер ее движения дает основание считать, что особый вид взаимодействия ее поверхности при наличии стекающего заряда с окружающей ее средой позволяет ей вести себя в вязком воздушном потоке подобно недеформируемому шару в аналогичном потоке идеальной несжимаемой жидкости [15,16]. В частности, вследствие этого эффекта шаровая молния, размеры которой сравнимы с размерами многомоторного самолета, захватывается источниками его двигателей и преследует его неотступно со скоростью 150-200 м/с, сохраняя при этом свою сферическую форму и постоянное расстояние до его хвостового оперения [8,11]. Если бы вместо молнии радиуса 5 м двигался твердый шар того же радиуса, то для преследования им летящего самолета к нему пришлось бы приложить силу порядка нескольких тонн [17]. Этот результат полностью противоречит реальным наблюдениям и свидетельствует о том, что вблизи поверхности молнии воздушный поток практически теряет свои вязкие свойства. Аналогичное явление наблюдается и при установившемся движении струи шаровой молнии, протекающей в воздушном потоке через узкое отверстие толстостенного экрана, когда вблизи ее поверхности тонкий слой воздуха, примыкающий к ней, теряет свои вязкие свойства, т.е. становится идеальной, не смешивающейся с веществом молнии жидкостью [15].

Не касаясь физических причин такого гидродинамического свойства шаровой молнии, примем его как экспериментальное данное многочисленных наблюдений, проведенных в естественных условиях, и исследуем законы движения молнии в воздушном потоке летящего самолета.

1. Движение шаровой молнии в воздушном потоке самолета, летящего с постоянной скоростью

Построим уравнения шаровой молнии в воздушном потоке самолета, летящего с постоянной скоростью v_0 . Такая постановка задачи возникает в реальных условиях, когда молния, размеры которой сравнимы с размерами самолета, совершает свое движение под действием его воздушного потока [11,12]. Поскольку этот поток имеет сложную конфигурацию, то точное описание его гидродинамического взаимодействия с шаровой молнией в общем случае вызывает затруднения. Однако в тех случаях, когда такой поток моделируется достаточно простой совокупностью движущихся в воздушной среде гидродинамических источников и стоков, задачу удается разрешить аналитически. Очевидно, на расстояниях, превышающих размеры самолета, искажениями воздушного потока, создаваемыми его крыльями и хвостовым оперением, можно пренебречь. В таком случае летящий самолет можно моделировать неподвижным гидродинамическим диполем, обтекаемым вдоль вектора его гидродинамического момента поступательным потоком идеальной несжимаемой жидкости, имеющим скорость, равную скорости самолета v_0 . Движущуюся молнию моделируем недеформируемым шаром с граничным условием, соответствующим идеальному обтеканию.



Разместим центр диполя, представляющего собой систему из источника и стока, разделенных расстоянием $2l$, в начале координат неподвижной системы координат $O_1x_1y_1z_1$, направив момент диполя M вдоль оси O_1z_1 (см. рисунок). Положение центра молнии O будем описывать сферическими координатами s, α, β с началом, совмещенным с центром диполя. С центром O шаровой молнии свяжем подвижную систему координат $Oxyz$, направив ось Oz к центру диполя, ось Oy — в направлении орта e_β , ось Ox — в противоположную орту e_α сторону.

Движение воздушного потока описывается уравнением [18,19]

$$\Delta L = -\frac{q}{r^2 \sin \theta} [\delta(r - r_1)\delta(\theta - \theta_1)\delta(\varphi) - \delta(r - r_2)\delta(\theta - \theta_2)\delta(\varphi - \pi)], \quad (1)$$

где L — потенциал скорости; q — интенсивности источника и стока, приходящиеся на единицу телесного угла; $r_1, \theta_1, \varphi_1 = 0$ и $r_2, \theta_2, \varphi_2 = \pi$ — сферические координаты источника и стока соответственно; $\delta(r - r_1)$ — дельта-функция Дирака.

Если молния в данный момент имеет скорость \mathbf{u} , где $u_x = -s\dot{\alpha}$, $u_y = s\dot{\beta} \sin \alpha$, $u_z = -\dot{s}$, то граничное условие на ее поверхности при $r = a$ имеет вид

$$v_r(a) = -s\dot{\alpha} \sin \theta \cos \varphi + s\dot{\beta} \sin \theta \sin \varphi - \dot{s} \cos \theta, \quad (2)$$

а в бесконечно удаленных точках

$$v_r(\infty) = v_0(\sin \alpha \sin \theta \cos \varphi - \cos \alpha \cos \theta). \quad (3)$$

Потенциал гидродинамического диполя можно представить в виде [20]

$$L_q = -q \sum_{n=0}^{\infty} \frac{r^n}{r_1^{n+1}} \left[P_n(\cos \theta) P_n(\cos \theta_1) + 2 \sum_{m=1}^n \frac{(n-m)!}{(n+m)!} P_n^m(\cos \theta) P_n^m(\cos \theta_1) \cos m\varphi \right] +$$

$$+ q \sum_{n=0}^{\infty} \frac{r^n}{r_2^{n+1}} \left[P_n(\cos \theta) P_n(\cos \theta_2) + 2 \sum_{m=1}^n \frac{(n-m)!}{(n+m)!} P_n^m(\cos \theta) P_n^m(\cos \theta_2) \cos m(\varphi - \pi) \right],$$

где $P_n(\cos \theta)$ — полиномы Лежандра, $P_n^m(\cos \theta)$ — присоединенные функции Лежандра I рода.

Для образования точечного диполя устремим $\theta_1 \rightarrow 0$, $\theta_2 \rightarrow 0$, $q \rightarrow \infty$, $l \rightarrow 0$ таким образом, чтобы $2lq = M$. При этом имеем $P_n(\cos \theta_1) \rightarrow 1$, $P_n(\cos \theta) \rightarrow 1$, $P_n^m(\cos \theta_1) \rightarrow 0$, $P_n^m(\cos \theta_2) \rightarrow 0$, $r_1 \rightarrow s - l \cos \alpha$, $r_2 \rightarrow s + l \cos \alpha$.

В этом случае потенциал точечного диполя можно записать в виде

$$L_q = -M \cos \alpha \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(n+1)r^n}{s^{n+2}} P_n(\cos \theta).$$

Учитывая последнее соотношение, ищем решение уравнения (1) в виде [21]

$$\begin{aligned} L = & \sum_{n=0}^{\infty} r^n \sum_{m=0}^n (c_{nm} \cos m\varphi + d_{nm} \sin m\varphi) P_n^m(\cos \theta) + \\ & + \sum_{n=0}^{\infty} r^{-(n+1)} \sum_{m=0}^n (a_{nm} \cos m\varphi + b_{nm} \sin m\varphi) P_n^m(\cos \theta) - \\ & - M \cos \alpha \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(n+1)r^n}{s^{n+2}} P_n(\cos \theta), \end{aligned}$$

где a_{nm} , b_{nm} , c_{nm} , d_{nm} — постоянные, подлежащие определению.

Используя граничные условия (2) и (3), находим

$$\begin{aligned} L = & \frac{a^3}{2r^2} (s\dot{\alpha} \sin \theta \cos \varphi - s\dot{\beta} \sin \alpha \sin \theta \sin \varphi + \dot{s} \cos \theta) + \\ & + v_0 \left(r + \frac{a^3}{2r^2} \right) (\sin \alpha \sin \theta \cos \varphi - \cos \alpha \cos \theta) - \\ & - M \cos \alpha \sum_{n=0}^{\infty} \left[\frac{na^{2n+1}}{r^{n+1}} + (n+1)r^n \right] \frac{P_n(\cos \alpha)}{s^{n+2}}. \end{aligned} \quad (4)$$

Давление воздушной среды [18]

$$P = P_0 - \rho \frac{v^2}{2} - \rho \frac{\partial L}{\partial t}, \quad (5)$$

где P_0 — давление среды в бесконечности.

Используя (4) и (5) и полагая плотность вещества молнии равной плотности воздуха [1-7], находим проекции уравнения движения шаровой молнии в воздушном потоке летящего самолета на радиальное, меридиональное и азимутальное направления соответственно, которые запишутся в виде

$$\begin{aligned} \ddot{s} - s(\dot{\alpha}^2 + \dot{\beta}^2 \sin^2 \alpha) = & - \frac{12M^2 \cos^2 \alpha}{a^7} \left[\left(\frac{a}{s} \right)^7 + 4 \left(\frac{a}{s} \right)^9 \right] - \\ & - \frac{6Mv_0 \cos^2 \alpha}{s^4} + \left(v_0 + \frac{2M}{s^3} \right) \frac{d}{dt} (\cos \alpha) \equiv f_s; \end{aligned} \quad (6)$$

$$\frac{1}{s} \frac{d}{dt}(s^2 \dot{\alpha}) - s \dot{\beta}^2 \sin \alpha \cos \alpha = -\frac{3M v_0 \sin \alpha \cos \alpha}{s^4} - \left(v_0 + \frac{3M}{s^3} \right) \frac{d}{dt}(\sin \alpha) \equiv f_{\alpha}; \quad (7)$$

$$\frac{1}{s \sin \alpha} \frac{d}{dt}(s \dot{\beta} \sin^2 \alpha) = -\frac{3M \dot{\beta} \sin \alpha \cos \alpha}{s^3} \equiv f_{\beta}, \quad (8)$$

где все вычисления ограничены рядами не выше $(a/s)^9$.

Рассмотрим пример взаимодействия шаровой молнии большого радиуса с летящим с постоянной скоростью самолетом ТУ-134 А, имевшего место в реальных условиях [11,12]. “Окидывая взглядом свою часть неба, второй пилот заметил справа вверху немигающую крупную звезду... Белая точка вспыхнула, и на ее месте возникло зеленое облако. “Включил двигатель и удирает”, — сказал второй пилот... Командиру показалось, что объект с огромной скоростью стал приближаться, пересекая курс самолета под острым углом, короче говоря, бросился наперерез”.

Используя уравнения (6)–(8), этот эпизод можно интерпретировать следующим образом. Так как последний член уравнения (6), пропорциональный угловой скорости $\dot{\alpha}$, соответствует при $\alpha > \pi/2$ силе сопротивления, то результирующая радиальная сила $f_s < 0$, и под действием этой силы молния устремится к самолету. В соответствии с уравнением (7) меридиональная сила $f_{\alpha} > 0$, так как последний член, пропорциональный угловой скорости $\dot{\alpha}$, при $\alpha > \pi/2$ соответствует ускоряющей силе, т.е. на молнию действует результирующая меридиональная сила, забрасывающая молнию наперерез самолету. Отмеченные два эффекта и наблюдали летчики, утверждая, что молния устремилась к самолету, пересекая его курс под острым углом.

Далее наблюдалось следующее: “Но... объект остановился... Перестал приближаться, подумал командир. Перестал удаляться, решил второй пилот”. Действительно, если начальные условия таковы, что молния не успевает пересечь курс самолета, то наступит момент, при котором $\alpha \sim \pi/2$. В этом случае $f_s \sim 0$, $f_{\alpha} \sim 0$, и $f_{\beta} \sim 0$, что соответствует временной остановке молнии. При дальнейшем движении самолета произошло следующее: “... зеленое облако вдруг упало вниз, проскочив высоту, на которой шел самолет, затем также вертикально поднялось вверх, метнулось вправо-влево, еще раз вниз-вверх. И, наконец, зафиксировалось точно напротив самолета. Оно летело за ним, как привязанное, на высоте десять тысяч метров со скоростью восемьсот километров в час”. Действительно, при $\alpha < \pi/2$ в соответствии с уравнением (7) первый член правой части соответствует силе, возвращающей молнию на осевую линию позади движущегося самолета, а последний член, пропорциональный угловой скорости $\dot{\alpha}$, соответствует теперь силе сопротивления. Под действием этих сил молния совершает маятниковые затухающие колебания относительно осевой линии самолета в его воздушном потоке до тех пор, пока под действием сил сопротивления не зафиксируется на этой линии позади него. Сила f_{β} , пропорциональная угловой скорости $\dot{\beta}$, при $\alpha < \pi/2$ соответствует силе торможения, препятствующей “закручиванию” молнии в воздушном потоке вокруг осевой линии позади самолета при ее маятниковых колебаниях. Радиальная сила $f_s < 0$, она заставит молнию догнать самолет и коснуться его хвостового оперения, если он

одномоторный [22]. Однако самолет ТУ-134 А многомоторный, и модель одиночного диполя становится неприменимой при $s \sim a$, и ее следует видоизменить.

Всякое взаимодействие шаровой молнии с летящим самолетом представляет собой опасное явление, а потому пилоту необходимо принимать надлежащие меры, позволяющие избежать его. Вопрос о захвате молнии летящим самолетом, характеризуемым гидродинамическим моментом M и скоростью полета v_0 , сводится к численному решению системы уравнений (6)–(8) при заданных начальных условиях, определяющих положение (s_0, α_0, β_0) и скорость $(\dot{s}_0, \dot{\alpha}_0, \dot{\beta}_0)$ молнии заданного радиуса a . Поскольку вторые производные искомых функций связаны в уравнениях (6)–(8) линейным образом, то эта система преобразуется в систему шести дифференциальных уравнений первого порядка и решается методом Рунге–Кутты по стандартной программе. Вместе с тем, не решая эту систему, можно указать такой режим полета самолета, при котором взаимодействие с молнией практически будет отсутствовать. Действительно, при $\alpha = \text{const} = \pi/2$ все действующие на молнию силы будут равны нулю, следовательно, обнаружив молнию на большом расстоянии, пилот должен перевести самолет в режим “облета” по кругу вертикаль, проходящую через центр молнии.

2. Одномерное движение шаровой молнии в воздушном потоке двухмоторного самолета

В этом случае необходимо рассмотреть взаимодействие молнии с диполями, распределенными дискретным образом вне осевой линии и обтекаемыми встречным однородным потоком. Поскольку решение такой задачи получить затруднительно, то видоизменим несколько модель. Будем считать, что диполи распределены непрерывным образом по кольцу радиуса b , плоскость которого перпендикулярна потоку, имеющему скорость v_0 . Такое видоизменение модели допустимо, поскольку кольцевой диполь, как и два точечных, не перекрывают собой осевую линию и не препятствуют движению потока вдоль нее, т.е. в этом случае сохраняются все особенности движения потока, обтекающего молнию, и вместе с тем эта модель допускает построение точного решения, которое должно содержать все характерные особенности решения задачи с двумя диполями.

Движение воздушного потока в этом случае описывается уравнением

$$\Delta L = \frac{2q}{r^2 \sin \theta} [\delta(r - c_1)\delta(\theta - \alpha_1) - \delta(r - c_2)\delta(\theta - \alpha_2)], \quad (9)$$

где q — интенсивности кольцевых источника и стока, приходящиеся на единицу телесного угла; s_1 и s_2 — расстояния от центра молнии, находящейся на оси симметрии, до центров кольцевого источника и стока соответственно; $c_1^2 = s_1^2 + b^2$; $c_2^2 = s_2^2 + b^2$; $\Delta s = s_2 - s_1$; $\sin \alpha_1 = b/c_1$; $\sin \alpha_2 = b/c_2$; r, θ, φ — сферические координаты с началом в центре молнии.

Будем полагать, что при $\Delta s \rightarrow 0$ и $q \rightarrow \infty \lim q \Delta s = M$. В качестве граничных условий примем условия (2) и (3), положив в них $\alpha = 0, \dot{\alpha} = 0$.

Решая уравнение (9) при граничных условиях (2) и (3), получаем

$$L = \frac{a^3 \dot{s} \cos \theta}{2r^2} - v_0 \left(r + \frac{a^2}{2r^2} \right) \cos \theta + M \sum_{n=0}^{\infty} \left(\frac{na^{2n+1}}{n+1} + r^n \right) \times \\ \times \left[\frac{\frac{dP_n(\cos \theta)}{d(\cos \theta)} b^2 - (n+1)s(s^2 + b^2)^{1/2} P_n(\cos \theta)}{(s^2 + b^2)^{\frac{n+4}{2}}} \right] P_n(\cos \theta). \quad (10)$$

Используя (5) и (10), находим силу, действующую на молнию. Одномерное уравнение движения молнии для этой модели запишется в виде

$$\ddot{s} = -\frac{3Mv_0s(2s^2 - 3b^2)}{(s^2 + b^2)^{7/2}} - \frac{3M^2s(2s^2 - 3b^2)}{(s^2 + b^2)^6} \left[2s^2 - b^2 + \frac{8s^4 - 24s^2b^2 + 3b^4}{(s^2 + b^2)^2} a^2 \right], \quad (11)$$

где все вычисления ограничены рядами не выше $(a/s)^9$.

Если размеры шаровой молнии сравнимы с размерами самолета, то можно положить $a \simeq b$. В таком случае устойчивое положение равновесия молния будет занимать в точке $s_0 \simeq 1.22a$, находясь в потенциальной яме, отделенной от плоскости кольцевого диполя потенциальным барьером. Отсюда следует, что молния, совершая одномерное движение вдоль линии движения двух- или многомоторного самолета, будет находиться на постоянном расстоянии, преследуя его неотступно или будучи преследуема им и избегая при этом столкновения с моторами. Оба этих эффекта широко описаны в литературе [8-13].

3. Движение шаровой молнии в воздушном потоке самолета, совершающего произвольное движение в пространстве

Рассмотрим движение шаровой молнии в воздушном потоке, создаваемом самолетом, совершающим произвольное движение. Такая постановка задачи возникает в реальных условиях, когда пилот, стремясь избежать столкновения с молнией, резко меняет высоту и курс [8]. В этом случае летящий самолет можно моделировать неподвижным, но имеющим возможность вращаться вокруг своего центра диполем, обтекаемым вдоль вектора его гидродинамического момента поступательным потоком идеальной несжимаемой жидкости с переменной скоростью \mathbf{v}_0 , равной скорости самолета.

Используя модель раздела 1, разместим диполь в центре неподвижной системы координат $O_1x_1y_1z_1$ (см. рисунок). Направление вектора гидродинамического момента и вектора скорости \mathbf{v} будем описывать сферическими координатами — углами γ и δ относительно этой же системы координат.

Движение воздушного потока описывается уравнением [18,19]

$$\Delta L = -\frac{2q}{r^2 \sin \theta} [\delta(r - r_1)\delta(\theta - \theta_1)\delta(\varphi - \varphi_1) - \delta(r - r_2)\delta(\theta - \theta_2)\delta(\varphi - \varphi_2)], \quad (12)$$

где r_1, θ_1, φ_1 и r_2, θ_2, φ_2 — сферические координаты источника и стока соответственно.

Граничное условие на поверхности молнии задано соотношением (2), а в бесконечно удаленных точках

$$v_r(\infty) = -V_x \sin \theta \cos \varphi - V_y \sin \theta \sin \varphi - V_z \cos \theta, \quad (13)$$

где $V_x = v_0(\cos \alpha \cos \beta \sin \gamma \cos \delta + \cos \alpha \sin \beta \sin \gamma \sin \delta - \sin \alpha \cos \gamma)$; $V_y = v_0(\sin \beta \sin \gamma \cos \delta - \cos \beta \sin \gamma \sin \delta)$; $V_z = v_0(\sin \alpha \cos \beta \sin \gamma \cos \delta + \sin \alpha \sin \beta \sin \gamma \sin \delta + \cos \alpha \cos \gamma)$.

Представляя потенциал диполя в виде, аналогичном приведенному в разделе 1, и образуя точечный диполь, получим

$$L_q = -M \cos \kappa \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(n+1)r^n}{s^{n+2}} P_n(\cos \theta),$$

где κ — угол, образованный вектором момента диполя M с лучом, направленным к центру молнии, при этом [19]

$$\cos \kappa = \cos \alpha \cos \gamma + \sin \alpha \sin \gamma \cos(\beta - \delta).$$

Учитывая вид потенциала L_q , ищем решение уравнения (12) в виде

$$\begin{aligned} L = & \sum_{n=0}^{\infty} r^n \sum_{m=0}^n (c_{nm} \cos m\varphi + d_{nm} \sin m\varphi) P_n^m(\cos \theta) + \\ & + \sum_{n=0}^{\infty} r^{-(n+1)} \sum_{m=0}^n (a_{nm} \cos m\varphi + b_{nm} \sin m\varphi) P_n^m(\cos \theta) - \\ & - M \cos \kappa \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(n+1)r^n}{s^{n+2}} P_n(\cos \theta), \end{aligned}$$

где $a_{nm}, b_{nm}, c_{nm}, d_{nm}$ — постоянные.

Используя граничные условия (2) и (13), находим

$$\begin{aligned} L = & \frac{a^3}{2r^2} (s\dot{\alpha} \sin \theta \cos \varphi - s\dot{\beta} \sin \alpha \sin \theta \sin \varphi + \dot{s} \cos \theta) - \\ & - \left(r + \frac{a^3}{2r^2} \right) (V_x \sin \theta \cos \varphi + V_y \sin \theta \sin \varphi + V_z \cos \theta) - \\ & - M \cos \kappa \sum_{n=0}^{\infty} \left[\frac{na^{2n+1}}{r^{n+1}} + (n+1)r^n \right] \frac{P_n(\cos \theta)}{s^{n+2}}. \end{aligned} \quad (14)$$

Используя (5) и (14), определяем силу, действующую на молнию.

Проекции уравнения движения шаровой молнии, находящейся в воздушном потоке, создаваемом движущимся произвольным образом самолетом, на радиальное, меридиальное и азимутальное направления запишутся соответственно в виде

$$\begin{aligned} \ddot{s} - s(\dot{\alpha}^2 + \dot{\beta}^2 \sin^2 \alpha) = & - \frac{12M^2 \cos^2 \kappa}{a^7} \left[\left(\frac{a}{s} \right)^7 + 4 \left(\frac{a}{s} \right)^9 \right] + \\ & + \frac{2}{s^3} \frac{d}{dt} (M \cos \kappa) - \frac{6V_z M \cos \kappa}{s^4} + \frac{dV_z}{dt} \equiv f_s; \end{aligned} \quad (15)$$

$$\frac{1}{s} \frac{d}{dt}(s^2 \dot{\alpha}) - s \dot{\beta} \sin \alpha \cos \alpha = \frac{3M \cos \kappa}{s^4} (V_x - s \dot{\alpha}) + \frac{dV_x}{dt} \equiv f_\alpha; \quad (16)$$

$$\frac{1}{s \sin \alpha} \frac{d}{dt}(s^2 \dot{\beta} \sin^2 \alpha) = -\frac{3M \cos \kappa}{s^4} (V_y + s \dot{\beta} \sin \alpha) - \frac{dV_y}{dt} \equiv f_\beta. \quad (17)$$

Отметим, что при $\gamma = 0$, $M = \text{const}$, $v_0 = \text{const}$ эти уравнения совпадают с соответствующими уравнениями раздела 1. В общем случае при заданных функциях $M(t)$, $\gamma(t)$, $\delta(t)$, $v_0(t)$ они определяют законы движения молнии в воздушном потоке летящего самолета. Естественно, эти функции не могут быть заданы произвольно, поскольку между ними существуют определенные связи, обусловленные аэродинамическими характеристиками данного самолета. В частности, с ростом величины момента M должна и возрастать скорость самолета при его горизонтальном полете, т.е. при $\gamma = \pi/2$. Однако при $\gamma \rightarrow 0$, т.е. при переходе самолета в пикирующее положение, величина момента, вообще говоря, может меняться от максимального своего значения до нуля. В связи с этим к заданию вышеуказанных функций следует подходить, сообразуясь с реальными характеристиками самолета и его положением в пространстве.

Рассмотрим пример взаимодействия шаровой молнии большого радиуса с летящим самолетом, имевшего место в реальных условиях [8]. Вот что рассказал штурман самолета Ил-14 Д. Фурман: "При подходе к городу Нерчинску на высоте 2400 метров я увидел на некотором удалении яркую звезду. Потом эта звезда вдруг оказалась над самолетом". Рассказывает командир экипажа В. Лобанов: "К нам в кабину ввалился штурман и вскрикнул: "Она величиной с двухэтажный дом!"... Неизвестный объект начал нас как бы прижимать к земле. Я отдал штурвал от себя, и мы понеслись вниз с громадной скоростью... Потом на полсотни тысяч я вывел машину в горизонтальный полет. Смотрим, а объект не отрывается от нас. Мы попытались маневрировать, но он повторял все наши движения и не отставал от самолета." Приведем интерпретацию этого эпизода, используя уравнения (15)–(17). Полагая, что движение происходит в вертикальной плоскости, считаем, что $\alpha < \pi/2$, $\beta = \pi$, $\dot{\beta} = 0$, $\gamma = \pi/2$, $\delta = 0$, $v_0 = \text{const}$, $M = \text{const}$. В таком случае из приведенных уравнений следует, что $f_s < 0$, $f_\alpha > 0$, $f_\beta = 0$, т.е. молния, притягиваясь к самолету, движется ему наперерез. Поскольку она не успевает пересечь его курс, то $\alpha \rightarrow 0$. В этом случае $f_s \rightarrow 0$, $f_\alpha \rightarrow 0$ и молния зависает над самолетом. При малейшем отклонении α от нуля возникает сила $f_s < 0$, молния стремится приблизиться к самолету, опускаясь на него сверху вниз, прижимая его тем самым к земле, что и отмечали летчики. При переводе самолета в пикирующее положение $\gamma \rightarrow 0$, $M = \text{const}$, $\alpha < \pi/2$, $\beta = \delta = 0$, скорость v_0 возрастает. В этом случае в соответствии с уравнением (16) $f_\alpha < 0$; последний член, пропорциональный угловой скорости $\dot{\alpha}$, соответствует силе трения, а первый член соответствует силе, возвращающей молнию на осевую линию позади самолета. Сила $f_s < 0$, но молния не может догнать самолет и коснуться его хвоста, так как Ил-14 многомоторный. При выходе из пикирующего положения ситуация не меняется: молния теперь будет неотступно преследовать самолет в течение всего времени своего существования, находясь в потенциальной яме, определяемой моделью раздела 2.

В соответствии с моделями, рассмотренными в разделах 2 и 3, взаимодействие с молнией становится безопасным, если она переведена в хвост

многооторного самолета в результате соответствующего маневра, осуществляемого пилотом. Поскольку выключение двигателей самолета исключено, то оторваться от молнии, преследующей двух- или многооторный самолет, не удастся ни при каких условиях. Однако в этом нет особой необходимости, поскольку молния, находясь в устойчивом положении равновесия, не может догнать самолет и коснуться его хвоста даже при уменьшении скорости его движения, поскольку она находится в потенциальной яме.

Отметим, что летчики, наблюдавшие взаимодействие шаровой молнии большого радиуса со своими самолетами, оценивают расстояние, на котором молния начинает "ощущать" воздействие на себе воздушного потока самолета, порядка 10 км [9].

Предложенная модель гидродинамического взаимодействия шаровой молнии с воздушными потоками летящего самолета позволяет дополнительно включать и другие факторы, уточняющие это взаимодействие, что приведет, естественно, к построению более точных уравнений ее движения.

Список литературы

- [1] Смирнов Б.М. Проблема шаровой молнии. М.: Наука, 1988. 208 с.
- [2] Смирнов Б.М. // УФН. 1990. Т. 160. № 4. С. 1-45.
- [3] Крайнов В.П., Смирнов Б.М., Шматов И.М. // ДАН. 1985. Т. 288. № 2. С. 361-365.
- [4] Стазанов И.П. О физической природе шаровой молнии. М.: Энергоатомиздат, 1985. 210 с.
- [5] Капица П.Л. // ДАН. 1955. Т. 101. № 2. С. 245-249.
- [6] Сингер С. Природа шаровой молнии. М.: Мир, 1973. 238 с.
- [7] Леонов Р.А. Загадка шаровой молнии. М.: Наука, 1965. 78 с.
- [8] Кузовкин А.С., Семенов А.Е. // Крылья Родины. 1988. № 1. С. 32-33.
- [9] Кузовкин А.С., Семенов А.Е. Неопознанные объекты. М.: Знание, 1990. № 2. 46 с.
- [10] Коротков Б.А. // Техника — молодежи. 1982. № 4. С. 58-59.
- [11] Востружин В. // Газета "Труд". 30.01.85. С. 3.
- [12] Псаломщиков В. // Газета "Труд". 22.07.90. С. 3-4.
- [13] Мензел Д. О "летающих тарелках". М.: ИЛ, 1962. 352. с.
- [14] Григорьев А.И. Загадки и тайны шаровой молнии. Ярославль: Дебют, 1990. 34 с.
- [15] Гайдуков Н.И. // ЖТФ. 1992. Т. 62. Вып. 2. С. 27-33.
- [16] Гайдуков Н.И. // ДАН. 1988. Т. 301. № 5. С. 1076-1079.
- [17] Седов Л.И. Механика сплошной среды. М.: Наука, 1973. Ч. 1. 536 с.
- [18] Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Гидродинамика. М.: Наука, 1986. 734 с.
- [19] Джексон Дж. Классическая электродинамика. М.: Мир, 1965. 702 с.
- [20] Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теория поля. М.: Наука, 1973. 504 с.
- [21] Тихонов А.Н., Самарский А.А. Уравнения математической физики. М.: Наука, 1966. 724 с.
- [22] Гайдуков Н.И. // Шаровая молния. Сб. тез. докл. / Под ред. Б.М.Смирнова. Вып. 2. М., 1991. 134 с.

Орехово-Зуевский педагогический институт

Поступило в Редакцию
16 марта 1992 г.
В окончательной редакции
28 октября 1992 г.