Список использованных источников

1. Самарский А.А. Теория разностных схем. М.: Наука. 1983.-616.
2. Силадьи М. Электронная и ионная оптика. М.: Мир, 1990.-639с.
3. Г.А. Гринберг Избранные вопросы математической теории электрических и магнитных явлений. М.-Л.: АН СССР, 1948
4. Галиулин А.С. Методу решения обратных задач динамики. –М.: Наука, 1986.-224с.

ИСТОЧНИКИ ПЫЛЕВЫХ ПОТОКОВ МИКРОЧАСТИЦ НА ОСНОВЕ ВЗРЫВЧАТЫХ ВЕЩЕСТВ

Барышев Е.Ю., Воронов К.Е., Семкин Н.Д.

Натурные эксперименты по воздействию потоков пылевых микрочастиц на приборы и элементы конструкций космических аппаратов осуществляются с помощью генераторов потоков на основе взрывчатых веществ, т.к. данный метод является наиболее дешевым в реализации. Для обработки результатов измерения необходимы сведения о характеристиках получаемых при этом потоков.

Рассмотрим модель взрывного источника потоков пылевых частиц. Не претендуя на строгую постановку, решим задачу ускорения пылевой частицы в процессе расширения образующегося при взрыве газа. Пусть в момент времени $t=t_0$ имеется сферически симметричный газовый сгусток с плотностью ρ, радиуса R_0, граница которого движется со скоростью u_0=const. Для простоты расчетов профиль плотности по сгустку берем постоянным, профиль скорости по сгустку – линейным. Плотность ρ газа падает по кубическому закону $\rho=\rho_0(t_0/t)^3$ В момент $t=t_0$ частица находится на границе сгустка и имеет начальную радиальную скорость $V_{r0}=u_0$. Сила давления газа направлена по радиусу, так что частица ускоряется в строго радиальном направлении. Пылевая частица считается сферической. В соответствии с принятой моделью уравнение Ньютона запишется в виде:

$$m_т \frac{d^2 r}{dt^2} = \rho_0\left(\frac{t_0}{t}\right)^3\left(\frac{r}{t}-\dot{r}\right)^2\frac{\pi R_т^2}{2}, \qquad (1)$$

где t – текущее время, r – координата частицы, $m_т$ – масса частицы, $R_т$ – радиус частицы.

Начальные условия ($t=t_0$) для выражения (1) таковы:

$$r(0)=r_0, \qquad \dot{r}(0)=V_{r0}. \qquad (2)$$

Введем переменные $y=r/R_0$, $x=t/t_0$, где $R_0=u_0\, t_0$ – начальный радиус газового облака ВВ. Тогда уравнение (1) можно записать в виде:

$$y'' = k\left(\frac{y}{x} - y'\right)^2 \frac{1}{x^3}, \tag{3}$$

где $$k = \frac{t_0^2}{R_0} \frac{\rho_0 \frac{R_0^2}{t_0^2}}{2m} \pi R_r^2$$

Начальные условия (x=1): $y=y_0$, $y'(1)=\dfrac{V_{r0}}{u_0}$

Если учесть, что $m = \frac{4}{3}\pi\rho_r R_r^3$ (ρ_r – плотность частицы), то

$$k = \frac{3\rho_0 R_0}{8\rho_r R_r} = \frac{3}{8}\frac{m}{m_r}\left(\frac{R_r}{R_0}\right)^2. \tag{4}$$

Делая замену $y=x\,\eta(\xi)$, $\xi=\ln x$ получим уравнение

$$\eta'' - ke^{-2\xi}(\eta')^2 + \eta' = 0 \tag{5}$$

с начальными условиями ($\xi=0$):

$$\eta(0)=y_0, \eta'(0) = -y_0 + \frac{V_{r0}}{u_0} \tag{6}$$

Обозначим $u=\eta'$. Тогда уравнение (6) преобразуется к уравнению Бернулли относительно переменных u и η.

$$u' + u - ke^{-2\xi}u^2 = 0 \tag{7}$$

Начальные данные ($\xi=0$): $u(0)=\dfrac{V_{r0}}{u_0} - y_0$.

Делая замену $z=u^{-1}$, получаем линейное уравнение первого порядка

$$z'-z+ke^{-2\xi}=0 \tag{8}$$

с начальными данными ($\xi=0$): $z(0)=\dfrac{1}{\dfrac{V_{r0}}{u_0} - y_0}$.

Как известно, решение уравнения (8) имеет вид:

$$z(\xi) = e^{-F}\left(\frac{1}{\dfrac{V_{r0}}{u_0} - y_0} - k\int_0^{\xi} e^F e^{-2\xi} d\xi\right). \tag{9}$$

где $F(\xi)=\int\limits_0^{\xi} d\xi=-\xi$ Таким образом

$$z(\xi)=e^{\xi}\left(\frac{1}{\frac{V_{r0}}{u_0}-y_0}-k\int\limits_0^{\xi}e^{-3\xi}d\xi\right)=$$

$$=e^{\xi}\left(\frac{1}{\frac{V_{r0}}{u_0}-y_0}-\frac{k}{3}\left(1-e^{-3\xi}\right)\right) \tag{10}$$

Так как $\xi=\ln x$, то

$$z(x)=x\left(\frac{1}{\frac{V_{r0}}{u_0}-y_0}-\frac{k}{3}\left(1-\frac{1}{x^3}\right)\right) \tag{11}$$

$$u(x)=\frac{1}{x\left(\frac{1}{\frac{V_{r0}}{u_0}-y_0}-\frac{k}{3}\left(1-\frac{1}{x^3}\right)\right)} \tag{12}$$

Так как $\frac{d\eta}{d\xi}=x\frac{d\eta}{dx}$; то

$$\eta(x)=\int\limits_1^x\frac{x\,dx}{\frac{k}{3}-\left(\frac{k}{3}-\frac{1}{\frac{V_{r0}}{u_0}-y_0}\right)x^3}+y_0 \tag{13}$$

Обозначим $\frac{k}{3}\equiv a^3$, $\frac{k}{3}-\frac{1}{\frac{V_{r0}}{u_0}-y_0}=c^3$, тогда (13) можно переписать

в виде:

$$\eta(x) = \frac{1}{c^2}\int_c^{cx}\frac{x\,dx}{a^3 - x^3} + y_0 \qquad (14)$$

Используя таблицы интегралов, получим:

$$\eta(x) = \frac{1}{c^2}\left[\frac{1}{6a}\ln\frac{a^2 + acx + (cx)^2}{a^2 + ac + c^2}\frac{(a-c)^2}{(a-cx)^2} + \frac{1}{\sqrt{3}a}\left(arctg\frac{2c+a}{a\sqrt{3}} - arctg\frac{2cx+a}{a\sqrt{3}}\right)\right] + y_0 \qquad (15)$$

Таким образом, закон движения частицы имеет вид:

$$y(x) = x\left\{\frac{1}{c^2}\left[\frac{1}{6a}\ln\frac{a^2 + acx + (cx)^2}{a^2 + ac + c^2}\frac{(a-c)^2}{(a-cx)^2} + \frac{1}{\sqrt{3}a}\left(arctg\frac{2c+a}{a\sqrt{3}} - arctg\frac{2cx+a}{a\sqrt{3}}\right)\right] + y_0\right\} \qquad (16)$$

Скорость частицы определяется из (16)

$$y'(x) = \frac{1}{c^2}\left[\frac{1}{6a}\ln\frac{a^2 + acx + (cx)^2}{a^2 + ac + c^2}\frac{(a-c)^2}{(a-cx)^2} + \frac{1}{\sqrt{3}a}\left(arctg\frac{2c+a}{a\sqrt{3}} - arctg\frac{2cx+a}{a\sqrt{3}}\right)\right] + y_0 + \frac{1}{a^3 - x^3} \qquad (17)$$

При $x \to \infty$ асимптотическое значение скорости пылевой частицы будет равно:

$$y'_\infty(x) = \frac{1}{c^2}\left[\frac{1}{6a}\ln\frac{(a-c)^2}{a^2 + ac + c^2} + \frac{1}{\sqrt{3}a}\left(arctg\frac{2c+a}{a\sqrt{3}} - \frac{\pi}{2}\right)\right] + y_0 \qquad (18)$$

Из соотношения (18) следует, что предельная скорость частицы меньше скорости границы облака, образующегося при взрыве.

Преобразуем выражение (18):

$$y'_{\infty}(x) = y_0 - \frac{1}{3ac^2}\left[\begin{array}{l} ln\dfrac{\sqrt{(a+c)^2 - ac}}{c-a} + \\ + \sqrt{3}\left(\dfrac{\pi}{2} - arctg\dfrac{2c+a}{a\sqrt{3}}\right)\end{array}\right]. \qquad (19)$$

При k→∞ (масса пылинки $m_г$→0) параметры a→∞, c→∞. Вычисляя предел в (19), получим y'_{∞}→∞. При k→0 (масса пылинки $m_г$→∞), a→0, c→1, y'_{∞}→0. Таким образом, чем меньше масса, тем больше скорость частицы.

Для изучения характеристик потоков пылевых частиц в условиях космической среды разработан многопараметрический преобразователь с системой измерения [1], который использует четыре наиболее важных физических явления, реализуемых в одном конструктивном исполнении (ионизация, вспышка, люминесценция при высокоскоростном ударе, а также наведения заряда при пролете частиц через цилиндр Фарадея). На рисунке 1 представлены результаты ракетного эксперимента [1], где производился подрыв взрывчатого вещества, смешанного с пылью сплава Вуда (размер частиц 20-40 мкм), подорванного на большой высоте над землей.

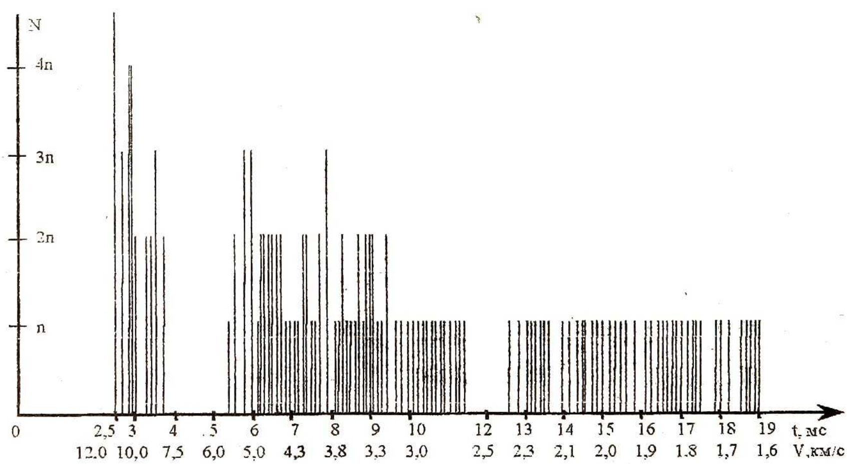

Рисунок 1 – Зависимость числа импульсов с ВЭУ от времени

Регистрация частиц осуществлялась на расстоянии 30 метров от места взрыва с помощью датчика на основе ВЭУ (площадь датчика была 1 см^2). Здесь показаны данные в порядке их следования в потоке телеметрической информации. На рисунке 2 эти данные обработаны и представлены в виде распределения скоростей частиц.

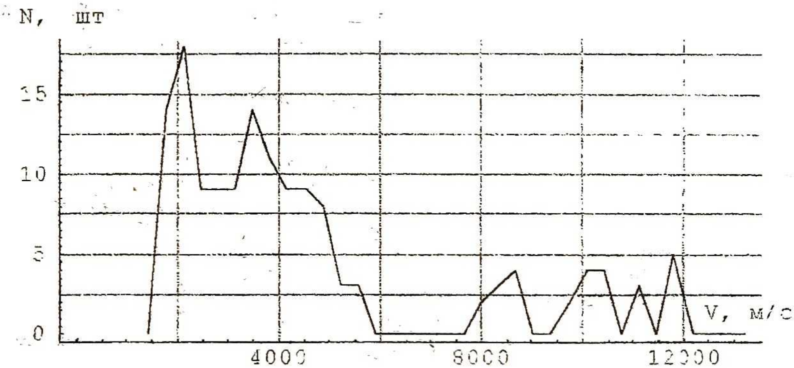

Рисунок 2 – Экспериментальное распределение скоростей частиц

Был проведен расчет распределения скорости по формуле (17) (рис.3). Расчет проводился по следующим данным. Начально частицы распределены равномерно по сфере радиуса 1 м, радиус частиц меняется по нормальному закону со средним значением 30 мкм и дисперсией 10 мкм. Начальные скорости частиц распределены по закону Максвелла [2] в зависимости от удаленности от центра взрыва.

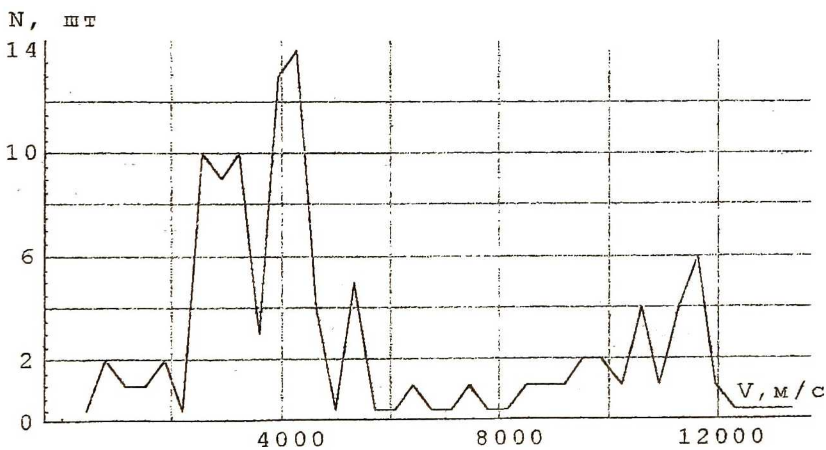

Рисунок 3. Расчетное распределение скоростей частиц на расстоянии 30 метров от источника

Анализируя графики, можно заключить, что построенная упрощенная модель довольно хорошо сходится с экспериментом. Некоторый сдвиг максимума распределения примерно на 1 км/с можно объяснить малым количеством частиц, попадающих на датчик, - при общем количестве частиц 10^0 на датчик падает лишь несколько сотен. Возможно также, что на поток влияет атмосфера, которая в расчетах не учитывается.

Список использованных источников

1. Моделирование влияния факторов антропогенного загрязнения околоземного космического пространства на элементы конструкций и системы космических аппаратов – Труды всесоюзной научно-практической конференции/Под ред. Ю.И.Портнягина, О.Ф.Клюева и др., М.:Московское отделение гидрометеоиздата – 1992.
2. Телеснин Р.В. Молекулярная физика. М.:Высшая школа, 1973.
3. Выгодский М.Я. Справочник по высшей математике. М.: Наука, 1965.
4. Моделирование влияния факторов антропогенного загрязнения околоземного космического пространства на элементы конструкций и системы космических аппаратов – Труды всесоюзной научно-практической конференции/Под ред. Ю.И.Портнягина, О.Ф.Клюева и др., М.:Московское отделение гидрометеоиздата – 1992.
5. Телеснин Р.В. Молекулярная физика. М.:Высшая школа, 1973.
6. Выгодский М.Я. Справочник по высшей математике. М.: Наука, 1965.

ЭФФЕКТИВНОСТЬ ЭНЕРГОСИСТЕМЫ АВТОНОМНОГО ПОДВИЖНОГО ОБЪЕКТА

Бакирова С.Я.

Эффективность выполнения задач автономными подвижными объектами зависит от его энерговооруженности, особенно при длительных сроках работы. В качестве энергетических установок на подвижных объектах используются аккумуляторные батареи, топливные элементы, панели солнечных элементов, солнечные концентраторы, радиоизотопные генераторы и другие установки. В большинстве случаев применяется комбинация из этих установок и накопительных элементов. Система энергопитания включает в себя основной и вспомогательный источник энергии и преобразователи электрической энергии, зарядные и разрядные устройства для аккумуляторных батарей, устройства защиты и коммутации, каждый из которых имеет свое значение КПД.

Основной источник обеспечивает электропитание при средней мощности, а вспомогательный – при пиковых нагрузках. Для нормального функционирования источников энергии необходимо согласовать режим первичного источника, а также предусмотреть изменение напряжения на выходе аккумуляторных батарей. Для согласования источников и потребителей используют полупроводниковые преобразовательные устройства