ОПТИЧЕСКОЕ ПРИБОРОСТРОЕНИЕ И ТЕХНОЛОГИЯ

УДК 535.853

ИССЛЕДОВАНИЕ ХАРАКТЕРА ВРЕМЕННОЙ ЗАВИСИМОСТИ ОТНОШЕНИЯ СИГНАЛОВ В ИК И ВИДИМОМ КАНАЛАХ РАДИОМЕТРИЧЕСКОЙ АППАРАТУРЫ ПРИ НАБЛЮДЕНИИ ФРАГМЕНТОВ КОСМИЧЕСКОГО МУСОРА

© **2006 г.** **Н. И. Павлов**, канд. физ.-мат. наук; **Е. Э. Эльц**

НИИ комплексных испытаний оптико-электронных приборов и систем,
г. Сосновый Бор Ленинградской обл.

Уточнено выражение для определения удельной нагрузки фрагментов космического "мусора" через временну́ю зависимость отношения сигналов в ИК и видимом каналах бортовой радиометрической аппаратуры наблюдения. Представлены результаты расчета временного хода этого отношения при наблюдении на околоземных орбитах осколков из алюминия и пластика. Рассмотрены случаи постоянного нагрева осколков солнечной радиацией и изменения этого нагрева по гармоническому закону, обусловленному вращением осколка вокруг своего центра масс.

Коды OCIS: 280.0280.

Поступила в редакцию 29.04.2005.

Возрастающая плотность фрагментов (осколков) космического "мусора" в околоземном пространстве увеличивает опасность их столкновения с вновь запускаемыми космическими аппаратами. Опасность таких столкновений уменьшается при запуске на орбиты с высотами, где остаточная плотность земной атмосферы обеспечивает торможение осколков и, соответственно, быстрое самоочищение этой части космоса. Параметром, который определяет эффективность аэродинамического торможения фрагментов космического мусора различного происхождения и скорость их схода с орбиты, является удельная нагрузка m/A_w, равная отношению массы объекта m к площади сечения $A_{\mathbf{w}}$, перпендикулярной к вектору скорости $\mathbf{w}$. Объекты малой массы и большого сечения быстрее тормозятся остаточной атмосферой, тогда как потеря скорости объектов с большой удельной нагрузкой происходит медленнее, и они дольше задерживаются на своей орбите. Представляется полезным поиск методов, в том числе дистанционных, пригодных для изучения физических свойств и поведения космических осколков, включая определение их удельной нагрузки.

В статье [1] был предложен дистанционный метод определения удельной нагрузки, основанный на получении данных о временной зависимости отношения сигналов в ИК и видимом каналах бортовой радиометрической аппаратуры при наблюдении осколка после выхода его из тени на солнечную часть околоземной орбиты. При этом использовалась модель формы крупного фрагмента космического мусора в виде тонкой пластины. Доля осколков такой формы достаточно велика при разрушении тонкостенных цилиндров большого радиуса, например последних ступеней ракет-носителей [2]. Поскольку масса пластины (m) равна произведению плотности материала (γ) на объем ($V = Az$, A – площадь, z – толщина пластины), удельная нагрузка пластины пропорциональна произведению $\gamma z = m/A$. Это же произведение определяет временну́ю зависимость нагрева пластины при ее выходе из тени на солнечную сторону приземной орбиты, когда скачкообразно включается радиационный приток прямой солнечной энергии. На основе решения нестационарного уравнения теплового баланса были выведены формулы для определения постоянной времени нагрева через отношение сигналов в ИК и видимом каналах [1].

В настоящей статье уточняется выражение для определения постоянной времени нагрева через отношение сигналов в ИК и видимом каналах; для этого при решении уравнения теплового баланса учитываются следующие дополнительные источники тепла (помимо прямой солнечной радиации и радиационного выхолаживания): солнечная радиация, отражаемая поверхностью Земли; тепловое излучение Земли; нагрев пластины, обусловленный аэродинамическим торможением. Приведены результаты расчета временного хода отношения сигналов в ИК и видимом каналах радиометрической аппаратуры при наблюдении осколков из алюминия и пластика. Рассмотрены случаи как постоянного нагрева осколков солнечной радиацией, так и изме-

нения этого нагрева по гармоническому закону, обусловленному вращением осколка вокруг своего центра масс.

Изменение текущей температуры $T(t)$ фрагмента космического мусора (тонкой пластины) в процессе нагрева и отдачи тепла будем описывать дифференциальным уравнением

$$c\gamma z\frac{dT(t)}{dt}=(1-\rho)\left(E_{\rm n}+E_{\rm d}\right)+ \\ +\varepsilon E_{\rm ir}+q_{\rm mol}-\varepsilon\sigma T^4(t)\equiv\chi\left[T_k-T(t)\right], \quad (1)$$

где c – удельная теплоемкость материала; ρ и ε – коэффициенты отражения и излучения пластины; $E_{\rm n}$, $E_{\rm d}$ и $E_{\rm ir}$ – облученности пластины за счет прямой солнечной радиации, солнечной радиации, отраженной от поверхности Земли, и теплового излучения Земли; σ – постоянная Стефана–Больцмана; $q_{\rm mol}$ – удельный молекулярный тепловой поток, который обусловливает дополнительный нагрев пластины за счет аэродинамического торможения и описывается формулой [3]

$$q_{\rm mol}=0{,}5\alpha\gamma_a\upsilon^3. \quad (2)$$

В формуле (2) используются следующие обозначения: α – коэффициент аккомодации, равный 0,9–1; γ_a – плотность атмосферы на высоте орбиты осколка; υ – скорость движения осколка на орбите.

В правой части уравнения (1), представленной в виде закона теплоотдачи Ньютона, величины T_k и χ выражают предельно достижимую (стационарную) температуру и эффективный коэффициент теплообмена:

$$T_k=\left(\frac{(1-\rho)\left(E_{\rm n}+E_{\rm d}\right)+\varepsilon E_{\rm ir}+q_{\rm mol}}{\varepsilon\sigma}\right)^{1/4}, \quad (3)$$

$$\chi=n\varepsilon\sigma T_k^3, \quad (4)$$

где через n обозначен коэффициент, изменяющийся от 6 до 8 по мере нагрева пластины.

Решение уравнения (1) при скачкообразном включении в момент времени $t=0$ радиационного притока прямой солнечной энергии имеет вид экспоненциальной зависимости с постоянной времени нагрева $\tau=\sigma\gamma z/\chi$:

$$T(t)\equiv T_t=T_k-(T_k-T_0)\exp(-t/\tau). \quad (5)$$

Применяя операцию логарифмирования к обеим частям выражения (5), получим уравнение для определения постоянной времени нагрева τ через отношения температур. Однако оценки показывают, что для достижения предельной температуры T_k часто требуется время, превышающее время нахождения пластины на солнечной стороне орбиты [1]. Тем не менее, ее можно оценить, воспользовавшись уравнением теплового баланса:

$$\varepsilon\sigma T_k^4 2A=A\left((1-\rho)(E_{\rm n}-E_{\rm d})+\varepsilon E_{\rm ir}+2q_{\rm mol}\right), \quad (6)$$

и возможностью измерения интенсивности солнечной радиации, отражаемой пластиной, путем применения двухканальной радиометрической аппаратуры с рабочими диапазонами 0,3–4 мкм (видимый канал) и 4–20 мкм (ИК канал).

Применив операцию логарифмирования к уравнению (5) и выполнив необходимые преобразования, аналогичные тем, которые были сделаны в работе [1], получим в результате следующее уравнение для определения постоянной времени нагрева τ через отношение сигналов в ИК и видимом каналах:

$$-t/\tau=\ln\frac{1-T_t/T_k}{1-T_0/T_k}=\ln\frac{1-\sqrt[4]{I_t^\varepsilon/I_k^\varepsilon}}{1-\sqrt[4]{I_0^\varepsilon/I_k^\varepsilon}}=\ln\frac{1-\sqrt[4]{GI_t^\varepsilon/I^\rho}}{1-\sqrt[4]{GI_0^\varepsilon/I^\rho}}= \\ =\ln\frac{1-\sqrt[4]{GU_t^\varepsilon S^\rho/U_t^\rho S^\varepsilon}}{1-\sqrt[4]{GU_0^\varepsilon S^\rho/U_0^\rho S^\varepsilon}}=\ln\frac{1-\sqrt[4]{G\left(S^\rho/S^\varepsilon\right)\Psi_t}}{1-\sqrt[4]{G\left(S^\rho/S^\varepsilon\right)\Psi_0}}, \quad (7)$$

где

$$G=\frac{2\eta_\rho}{\eta_\varepsilon}\frac{1}{(1/\rho-1)}\frac{1}{1+m},\ m=\frac{\varepsilon E_{\rm ir}+2q_{\rm mol}}{(1-\rho)\left(E_{\rm n}+E_{\rm d}\right)},$$

$$\Psi_t=U_t^\varepsilon/U_t^\rho.$$

В формуле (7) использованы следующие обозначения: U_t^ε и U_t^ρ – отклики ИК и видимого каналов в момент времени t, S^ρ и S^ε – чувствительности ИК и видимого каналов, η_ρ – нормированная индикатриса отражения солнечного излучения, η_ε – нормированная индикатриса теплового излучения поверхности пластины [4], I^ε и I^ρ – интегральные интенсивности (сила) излучения пластины в ИК и видимом диапазонах [1].

Рассматривая отношение Ψ_t как непрерывную функцию времени t, продифференцируем левую и правую части уравнения (7) по переменной t. Выполнив необходимые вычисления, получим следующее уравнение для постоянной времени нагрева:

$$\tau=\frac{4}{\dfrac{d\Psi_t}{dt}}\left[\left(\frac{1}{G}\frac{S^\varepsilon}{S^\rho}\right)^{1/4}\Psi_t^{3/4}-\Psi_t\right]. \quad (8)$$

Выражение для произведения γz, определяющего величину удельной нагрузки, имеет следующий вид:

$$\gamma z=28\sigma T_0^3\frac{\varepsilon}{c}\frac{1}{\dfrac{d\Psi_t}{dt}}\left(\frac{1}{G}\frac{S^\varepsilon}{S^\rho}\right)\times \\ \times\left[\left(\frac{\Psi_t}{\Psi_0}\right)^{3/4}-\left(G\frac{S^\rho}{S^\varepsilon}\right)^{1/4}\frac{\Psi_t}{\Psi_0^{3/4}}\right], \quad (9)$$

где в качестве оценки начальной температуры T_0 можно воспользоваться величиной, равной средней

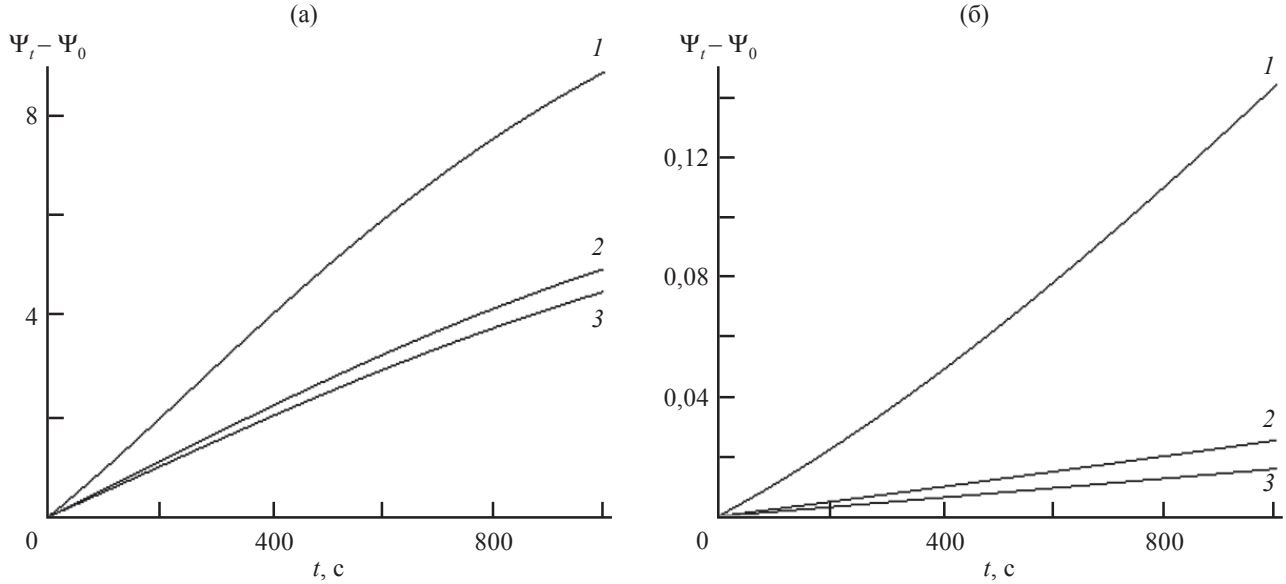

Рис. 1. Временны́е зависимости отношения сигналов в ИК и видимом каналах для пластин из пластика (а) и алюминия (б). Высота орбиты h = 150 (*1*), 200 (*2*), 300 км (*3*).

температуре поверхности Земли (в предположении, что выполняются условия радиационного баланса).

Для теоретического анализа временной зависимости отношения сигналов в ИК и видимом каналах бортовой радиометрической аппаратуры от физических параметров наблюдаемого фрагмента запишем выражение для отношения $\Psi_t = U_t^{\varepsilon}/U_t^{\rho}$ в явном виде:

$$\Psi_t = \frac{U_t^{\varepsilon}}{U_t^{\rho}} = \frac{S^{\varepsilon}}{S^{\rho}} \frac{\eta_{\varepsilon}\left(\varepsilon\sigma T_t^4 + (1-\varepsilon)E_{\text{ir}}\right)}{\eta_{\rho}\rho(E_{\text{n}} + E_{\text{d}})}. \qquad (10)$$

Основываясь на формуле (10), выполним расчет зависимости величины Ψ_t от времени t для пластин из алюминия и пластика одинаковой толщины (z = 0,01 м). Для простоты предположим, что отношение $S^{\varepsilon}/S^{\rho} = 1$. Условия облученности будем считать постоянными и определим значения параметров: E_{n} = 1320 Вт/м^2, $E_{\text{ir}} = E_{\text{d}}$ = 200 Вт/м^2. Начальную температуру T_0 возьмем равной 290 K. На рис. 1 приведены зависимости Ψ_t, рассчитанные для высот орбиты 150 (кривая *1*), 200 (кривая *2*) и 300 км (кривая *3*; последняя практически остается без изменения при рассмотрении более высоких орбит). Для пластины из алюминия использовались следующие значения параметров: c = 896 Дж/кг K, γ = 2700 кг/м^3, ρ = 0,85, ε = 0,15, $\eta_{\rho} = \eta_{\varepsilon} = 1$. Для пластины из пластика аналогичные параметры имели следующие значения: c = 1500 Дж/кг K, γ = 1500 кг/м^3, ρ = 0,1, ε = 0,9, $\eta_{\rho} = \eta_{\varepsilon} = 1$. Из рис. 1 видно, что в случае пластины из алюминия наблюдается незначительное увеличение Ψ_t за наблюдаемое время; в случае пластины из пластика Ψ_t растет значительно быстрее (примерно в 200 раз при высоте орбиты 200 км и выше).

При движении в околоземном космическом пространстве осколок может вращаться относительно своего центра масс, что будет сказываться на процессе теплообмена. Рассмотрим временну́ю зависимость отношения сигналов в ИК и видимом каналах бортовой радиометрической аппаратуры при наблюдении пластины, медленно вращающейся относительно своего центра масс. Будем считать, что вращение пластины приводит к изменению притока прямой солнечной энергии по гармоническому закону. Соответственно заменим в уравнении (1) постоянную величину $(1-\rho)E_{\text{n}}$ на величину $(1-\rho)E_{\text{n}}(1+\cos\omega t)/2$, где ω – частота вращения пластины; далее при расчетах период вращения предполагается равным 10 с. Изменение текущей температуры T пластины в процессе нагрева и отдачи тепла с учетом выражения (4) опишем дифференциальным уравнением

$$c\gamma z \frac{dT(t)}{dt} = n\varepsilon\sigma T_k^{\,3}(t)\left(T_k(t) - T(t)\right), \qquad (11)$$

где

$$T_k(t) = \left(\frac{(1-\rho)\left(E_{\text{n}}(1+\cos\omega t)/2 + E_{\text{d}}\right) + \varepsilon E_{\text{ir}} + q_{\text{mol}}}{\varepsilon\sigma}\right)^{1/4}.$$

Уравнение (11) не имеет аналитического решения, соответственно не удается получить уравнение для постоянной времени нагрева τ, аналогичное уравнению (8). Тем не менее, численное решение по методу Рунге–Кутта уравнения (11) позволяет найти текущую температуру T в каждой дискретной точке заданного интервала времени. На рис. 2 в качестве примера приведены зависимости текущей температуры T пластин из алюминия и пластика, рассчитанные для временного интервала 0–100 с и высоты орбиты 200 км.

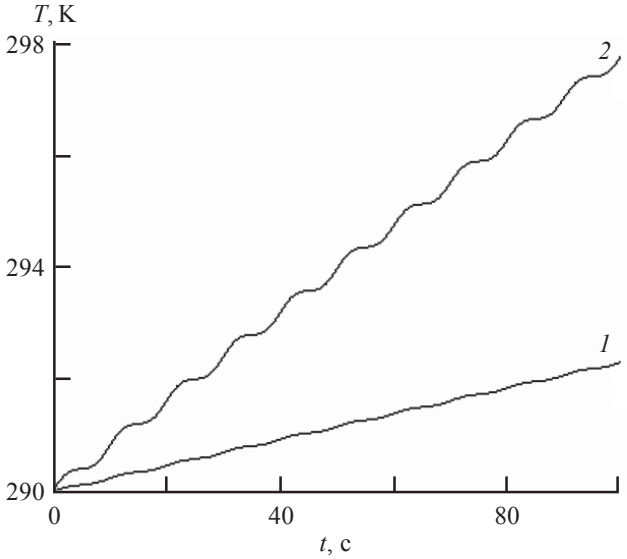

Рис. 2. Временны́е зависимости текущей температуры для пластин из алюминия (*1*) и пластика (*2*) при изменении притока солнечной энергии по гармоническому закону.

В рассматриваемом случае отношение Ψ_t сигналов в ИК и видимом каналах будет испытывать сильные осцилляции во времени, обусловленные соответствующим поведением сигнала в видимом канале. На рис. 3 в качестве примера приведена временна́я зависимость величины Ψ_t для пластин из алюминия и пластика (на временны́х интервалах 0–100 и 0–1000 с и высоте орбиты 200 км). Видно, что оптические и физические свойства наблюдаемого осколка оказывают сильное влияние на амплитуду осцилляций величины Ψ_t и на поведение кривой, огибающей эти осцилляции. Для указанных выше интервалов времени амплитуда осцилляций Ψ_t у пластика в 15–30 раз больше, чем у алюминия; при этом кривая, огибающая осцилляции Ψ_t, растет во времени в случае пластика значительно быстрее, чем в случае алюминия (примерно в 200 раз).

Таким образом, проведенные исследования подтверждают возможность оценок удельной нагрузки и материала фрагментов космического мусора с помощью оптического метода, основанного на при-

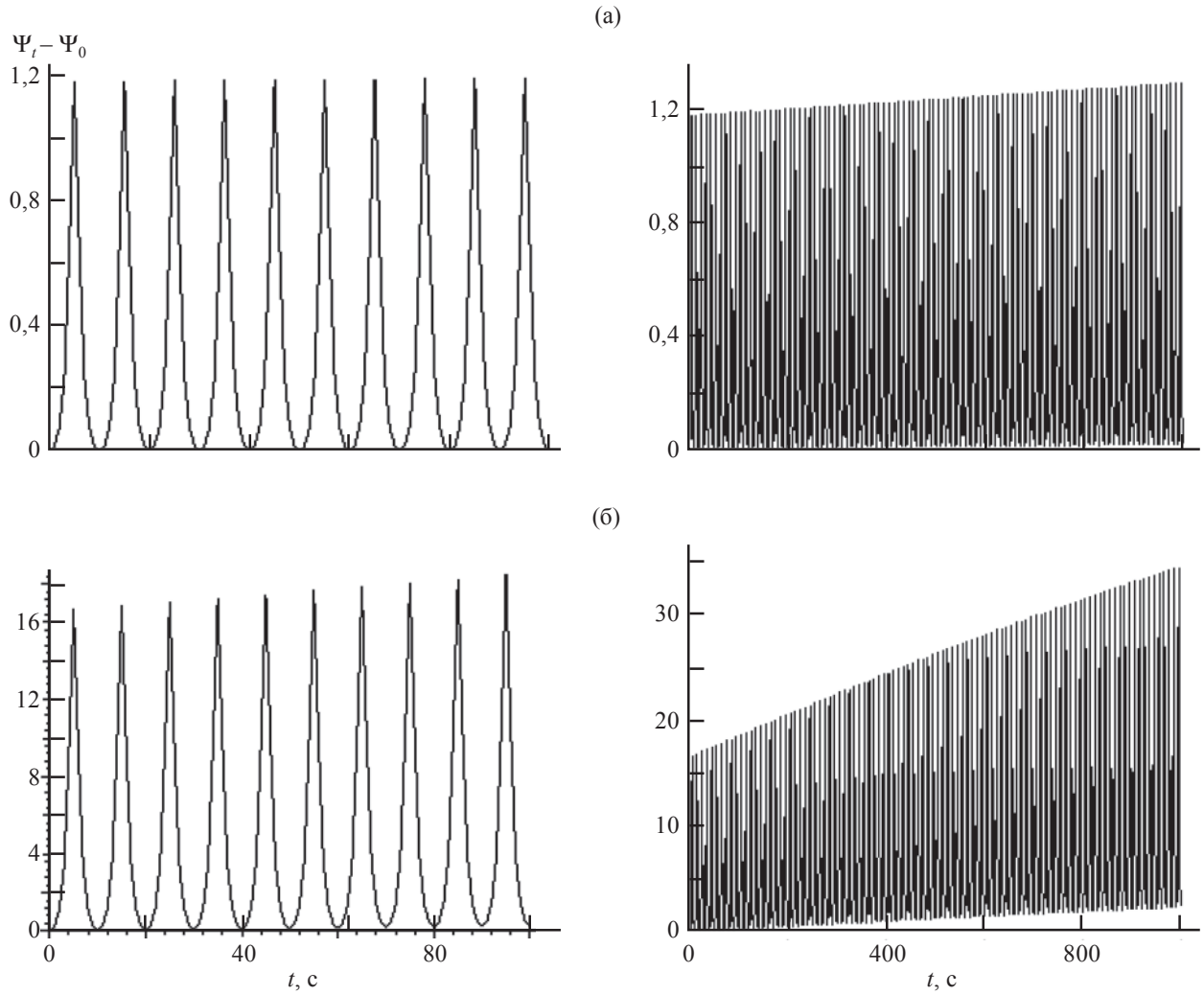

Рис. 3. Временны́е зависимости отношения сигналов в ИК и видимом каналах для вращающихся пластин из алюминия (а) и пластика (б).

менении бортовой радиометрической аппаратуры с ИК и видимого канала наблюдения.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Павлов Н.И., Шуба Ю.А., Шеволдин В.А*. Определение удельной нагрузки фрагментов космического “мусора” по их отражательно-излучательным характеристикам // Оптический журнал. 1998. Т. 65. № 11. С. 37–40.
2. Soviet Imaging Satellite Explodes: Proton Booster Launch Failes. Aviation Week and Space Technology. 1988. Feb. 22. P. 23.
3. Инженерный справочник по космической технике. Изд. 2-е / Под ред. Солодова А.В. М.: Воениздат, 1977. 430 с.
4. *Шуба Ю.А., Павлов Н.И., Шеволдин В.А*. Система фотометрических характеристик тел и их элементов // Оптический журнал. 1997. № 3. С. 25–30.