

РОССИЙСКАЯ ФЕДЕРАЦИЯ  
ТОМСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ  
Физический факультет  
Кафедра астрономии и космической геодезии

**ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ДИНАМИЧЕСКОЙ  
ЭВОЛЮЦИИ ФРАГМЕНТОВ ГЕОСТАЦИОНАРНОГО  
СПУТНИКА, ОБРАЗОВАВШИХСЯ В РЕЗУЛЬТАТЕ  
ИЗОТРОПНОГО ВЗРЫВА**  
(курсовая работа)

Научный руководитель

к. ф.-м. н.

Авдюшев В.А. \_\_\_\_\_

Автор работы

Головкина А.Г. \_\_\_\_\_

Томск 2004

# Содержание

|  |           |
|--|-----------|
| <b>Введение</b>  | <b>3</b>  |
| <b>1 Математическая модель изотропного взрыва</b>  | <b>4</b>  |
| <b>2 Метод обратных функций для моделирования распределения случайной величины с заданной плотностью распределения</b> | <b>6</b>  |
| <b>3 Дифференциальные уравнения орбитального движения</b>  | <b>7</b>  |
| 3.1 Уравнения движения в прямоугольных координатах . . .   | 7         |
| 3.2 Возмущающие силы . . . . .   | 7         |
| <b>4 Метод Рунге-Кутты 4-го порядка для численного интегрирования дифференциальных уравнений движения</b>              | <b>10</b> |
| <b>5 Численные результаты</b>  | <b>11</b> |
| 5.1 Объект исследования . . . . .  | 11        |
| 5.2 Моделирование взрыва . . . . .   | 11        |
| 5.2.1 Модель 1 . . . . .   | 11        |
| 5.2.2 Модель 2 . . . . .   | 11        |
| 5.3 Оценка точности численной модели движения фрагментов   | 14        |
| 5.4 Оценка влияния возмущающих сил на движение фрагмента распада . . . . .   | 16        |
| 5.5 Анализ динамической эволюции распределения фрагментов распада . . . . .  | 17        |
| <b>Заключение</b>  | <b>32</b> |
| <b>Список литературы</b>   | <b>33</b> |

## Введение

Проблема загрязнения околоземного пространства объектами искусственного происхождения насчитывает немногим более четырех десятилетий, с момента запуска первого искусственного спутника Земли. Околоземное пространство засорено отслужившими свой срок космическими аппаратами, отработавшими верхними ступенями ракет-носителей, различными элементами конструкций типа переходников, крышек и т.п. — так называемым космическим мусором. Дополнительная засоренность возникает в результате преднамеренных или самопроизвольных взрывов на орбитах или при столкновении космических аппаратов.

Околоземное пространство сейчас загрязнено настолько, что велика вероятность столкновения фрагментов распада с действующими спутниками. Поэтому проблема исследования распределения космического мусора весьма актуальна. Именно данной проблеме и посвящена наша работа.

В данной работе моделируется распад космического аппарата на геостационарной орбите в результате изотропного взрыва и исследуется его дальнейшая динамическая эволюция на интервалах времени порядка одного года.

# 1 Математическая модель изотропного взрыва

В момент распада космического аппарата в результате изотропного взрыва координаты каждого фрагмента совпадают с координатами родительского тела, а компоненты скорости фрагмента определяются по формулам:

$$\begin{aligned}\dot{x}_{10} &= v_1 + \Delta v \cos \tau, \\ \dot{x}_{20} &= v_2 + \Delta v \sin \tau \cos \phi, \\ \dot{x}_{30} &= v_3 + \Delta v \sin \tau \sin \phi,\end{aligned}\tag{1}$$

где  $v_1, v_2, v_3$  — компоненты скорости родительского объекта в геоцентрической системе координат. Параметры  $\Delta v$ ,  $\tau$  и  $\phi$  задают величину и направление вектора скорости фрагмента относительно родительского тела и рассматриваются как случайные величины, определяемые с помощью метода обратных функций по заданным функциям плотности распределения.

Плотности распределения для  $\tau$  и  $\phi$  задаются следующими формулами:

$$p(\phi) = \frac{1}{2\pi},\tag{2}$$

$$p(\tau) = \frac{\sin \tau}{2}.\tag{3}$$

Для нахождения массы фрагмента предполагается, что плотность распределения масс описывается законом:

$$p(\eta) = \frac{s-1}{1-\eta_{\max}^{1-s}} \eta^{-s},\tag{4}$$

где  $s = 0.83$ ,  $\eta = m/m_{\min}$ ,  $\eta \in (1, \eta_{\max}]$ ,  $\eta_{\max} = m_{\max}/m_{\min}$ ,  $m_{\min}$  — минимальная масса фрагмента,  $m_{\max}$  — максимальная масса фрагмента. В данной работе рассматривались две модели изотропного взрыва, отличающиеся способом получения величин скорости  $\Delta v$ :

## Модель 1 [1]

$$\Delta v = 0.02154m^{-0.1590},\tag{5}$$

где  $m$  — масса фрагмента (кг).

## Модель 2 [2]

$$p(\alpha) = \begin{cases} \frac{5}{27}(10\alpha - 1) & 0.1 \leq \alpha \leq 1 \\ \frac{5}{27}(-30\alpha + 39) & 1 \leq \alpha \leq 1.3 \end{cases} \quad (6)$$

где  $\alpha = \Delta v / \Delta \bar{v}$ ,  $\Delta \bar{v}$  — средняя скорость, которая находится из соотношения:

$$\ln \Delta \bar{v} = -0.0676(\ln d)^2 - 0.804 \ln d - 1.514 \quad (7)$$

а  $d$  — диаметр фрагмента (м). Считая, что фрагмент имеет сферическую форму, диаметр определяем по формуле:  $d = 2\sqrt{A/\pi}$ , где  $A$  — площадь поперечного сечения фрагмента ( $\text{м}^2$ ), которая находится из логарифмонормального распределения:

$$p(A) = \frac{1}{0.8\sqrt{2\pi}} \cdot \frac{1}{A} \cdot e^{-\frac{1}{2}\left(\frac{\log A - \log(\bar{A})}{0.8}\right)^2} \quad (8)$$

$$m = \begin{cases} 62.013\bar{A}^{1.13} & \bar{A} \geq 8.04 \cdot 10^{-5} \\ 2030.33\bar{A}^{1.5} & \bar{A} \leq 8.04 \cdot 10^{-5} \end{cases} \quad (9)$$

где  $m$  — масса фрагмента (кг).

## 2 Метод обратных функций для моделирования распределения случайной величины с заданной плотностью распределения

Для моделирования случайных величин  $\phi$ ,  $\tau$ ,  $\eta$ ,  $\alpha$  и  $A$  по заданным функциям плотности распределения (2), (3), (4), (6) и (8) соответственно мы использовали так называемый метод обратных функций.

Из теории вероятности известно [3], что, если случайная величина  $\alpha$  имеет плотность распределения  $g(\alpha)$ , то распределение случайной величины  $Y = G(\alpha)$  является равномерным в интервале  $(0,1)$ , где  $G(\alpha)$  — функция распределения случайной величины  $\alpha$ :  $g = G'$ .

В нашей работе мы, построив функцию распределения  $G(\alpha)$ , и, получив с помощью датчика случайных чисел случайное значение  $Y$  из равномерного распределения в интервале  $(0,1)$ , определяли значение аргумента  $\alpha$  как  $\alpha = G^{-1}(Y)$ . Полученная таким образом случайная величина  $\alpha$  будет иметь заданную функцию распределения  $G(\alpha)$ .

Функция распределения находится как

$$G(\alpha) = \int_{\alpha_0}^{\alpha} g(\alpha) d\alpha,$$

где  $\alpha_0$  — нижний предел величины  $\alpha$ .

### 3 Дифференциальные уравнения орбитального движения

Динамическая эволюция фрагментов (после взрыва) моделировалась на основе дифференциальных уравнений орбитального движения, записанных в прямоугольных координатах.

#### 3.1 Уравнения движения в прямоугольных координатах

Будем рассматривать движение фрагмента с пренебрежимо малой массой в поле тяготения несферичной Земли (до гармоник второго порядка) под действием силы притяжения Луны. Тогда в инерциальной системе координат уравнения движения можно записать в виде [4]:

$$\frac{d^2\mathbf{x}}{dt^2} = -\frac{\mu}{r^3}\mathbf{x} + \frac{\partial U}{\partial \mathbf{x}} + \mathbf{P}, \quad (10)$$

где  $\mathbf{x}$  — вектор положения,  $t$  — время,  $\mu$  — гравитационный параметр планеты,  $r = |\mathbf{x}|$  — радиус-вектор,  $U$  — возмущающий потенциал Земли,  $\mathbf{P}$  — возмущающая сила от Луны.

#### 3.2 Возмущающие силы

Возмущающий потенциал Земли до гармоник второго порядка записывается следующим образом [5]:

$$U = \frac{\mu r_0^2}{r^3} [-J_2 P_2(\sin \phi) + P_{22}(\sin \phi)(C_{22} \cos 2\lambda + S_{22} \sin 2\lambda)], \quad (11)$$

где  $r_0$  — экваториальный радиус Земли,  $\phi$  — геоцентрическая широта,  $\lambda$  — географическая долгота,  $J_2$  — коэффициент второй зональной гармоники,  $C_{22}, S_{22}$  — коэффициенты секториальной гармоники,  $P_2(\sin \phi)$  — полином Лежандра второго порядка,  $P_2^2(\sin \phi)$  — присоединенная функция Лежандра второго порядка с индексом 2:

$$P_2(\sin \phi) = \frac{1}{2}(-1 + 3 \sin^2 \phi), \quad P_2^2(\sin \phi) = 3(1 - \sin^2 \phi), \quad \sin \phi = x_3/r, \quad (12)$$

$$\lambda = \operatorname{arctg} \left[ \frac{x_2 \cos \psi - x_1 \sin \psi}{x_1 \cos \psi + x_2 \sin \psi} \right], \quad \psi = \omega t,$$

где  $\omega = \operatorname{const}$  — частота вращения Земли. В данной модели возмущающих сил предполагается, что Земля вращается равномерно относительно неподвижной оси вращения.

В соответствии с (11) возмущающие силы от несферичности Земли будут

$$\begin{aligned} \left. \frac{\partial U}{\partial x_1} \right|_{J_2} &= -\frac{3\mu r_0^2}{2r^7} J_2 x_1 (x_1^2 + x_2^2 - 4x_3^2), \\ \left. \frac{\partial U}{\partial x_2} \right|_{J_2} &= -\frac{3\mu r_0^2}{2r^7} J_2 x_2 (x_1^2 + x_2^2 - 4x_3^2), \\ \left. \frac{\partial U}{\partial x_3} \right|_{J_2} &= -\frac{3\mu r_0^2}{2r^7} J_2 x_3 (3(x_1^2 + x_2^2) - 2x_3^2), \end{aligned} \quad (13)$$

$$\begin{aligned} \left. \frac{\partial U}{\partial x_1} \right|_{S_{22}, C_{22}} &= -\frac{3\mu r_0^2}{r^7} [((3C_{22}x_1 + 2S_{22}x_2)(x_1^2 + x_2^2) - 2(C_{22}x_1 - S_{22}x_2)x_3^2) \\ &\times \cos 2\lambda + ((3S_{22}x_1 - 2C_{22}x_2)(x_1^2 + x_2^2) - \\ &- 2(S_{22}x_1 + C_{22}x_2)x_3^2) \sin 2\lambda], \\ \left. \frac{\partial U}{\partial x_2} \right|_{S_{22}, C_{22}} &= -\frac{3\mu r_0^2}{r^7} [((2S_{22}x_1 - 3C_{22}x_2)(x_1^2 + x_2^2) + 2(S_{22}x_1 + C_{22}x_2)x_3^2) \\ &\times \cos 2\lambda + ((2C_{22}x_1 + 3S_{22}x_2)(x_1^2 + x_2^2) - \\ &- 2(C_{22}x_1 - S_{22}x_2)x_3^2) \sin 2\lambda], \\ \left. \frac{\partial U}{\partial x_3} \right|_{S_{22}, C_{22}} &= -\frac{3\mu r_0^2}{r^7} [5(x_1^2 + x_2^2)x_3(C_{22} \cos 2\lambda + S_{22} \sin 2\lambda)], \end{aligned} \quad (14)$$

В модели движения фрагменты и Луна рассматриваются как материальные точки. В относительной системе координат возмущающее действие точечной гравитирующей массы (в нашем случае Луны) определяется силой  $\mathbf{P}$ , вычисляемой по формуле [4]:

$$\mathbf{P} = \mu_L \left\{ \frac{\mathbf{x}_L - \mathbf{x}}{|\mathbf{x}_L - \mathbf{x}|^3} - \frac{\mathbf{x}_L}{|\mathbf{x}_L|^3} \right\}, \quad (15)$$

$\mathbf{x}_L$  и  $\mu_L$  — геоцентрический вектор положения и гравитационный параметр Луны соответственно.



Координаты Луны вычисляются по приближенным формулам

$$\mathbf{x}_L = \mathbf{c}_0 + \mathbf{A}\Delta t + \mathbf{c}_1 \cos \varphi + \mathbf{s}_1 \sin \varphi + \mathbf{c}_2 \cos 2\varphi + \mathbf{s}_2 \sin 2\varphi, \quad (16)$$

$$\varphi = n_L(t - T_0), \quad \Delta t = t - T_0 - T_1,$$

где  $n_L$  — среднее движение геоцентрической орбиты Луны. Приближенная формула (16) представляет движение Луны с точностью до 5000 км.

Постоянные для модели возмущений даны в табл. 1 и 2.

Табл. 1: Постоянные модели возмущающих сил

| Пост.    | Значение                                  | Пост.       | Значение                             |
|----------|---|-------------|--------------------------------------|
| $\mu$    | 398600.47 км <sup>3</sup> /с <sup>2</sup> | $\omega$    | $2\pi/86400$ с <sup>-1</sup>         |
| $J_2$    | $4.841654 \cdot 10^{-4}$                  | $\mu/\mu_L$ | 81.3007                              |
| $C_{22}$ | $2.439144 \cdot 10^{-6}$                  | $n_L$       | $2\pi/27.3216610$ сут. <sup>-1</sup> |
| $S_{22}$ | $-1.400167 \cdot 10^{-6}$                 | $T_0$       | 2451545.0 сут.                       |
| $r_0$    | 6378.1363 км                              | $T_1$       | 136.608305 сут.                      |

Табл. 2: Постоянные аналитического представления движения Луны

| $\mathbf{c}_0$ (а.е) | $\mathbf{A}$ (а.е/сут.) | $\mathbf{c}_1$ (а.е)  | $\mathbf{s}_1$ (а.е)  | $\mathbf{c}_2$ (а.е) | $\mathbf{s}_2$ (а.е) |
|----------------------|-------------------------|-----------------------|-----------------------|----------------------|----------------------|
| $4 \cdot 10^{-5}$    | $3 \cdot 10^{-7}$       | $-2.00 \cdot 10^{-3}$ | $1.57 \cdot 10^{-3}$  | $6 \cdot 10^{-5}$    | $2 \cdot 10^{-5}$    |
| $-2 \cdot 10^{-4}$   | $6 \cdot 10^{-8}$       | $-1.54 \cdot 10^{-3}$ | $-1.83 \cdot 10^{-3}$ | $-2 \cdot 10^{-5}$   | $5 \cdot 10^{-5}$    |
| $-7 \cdot 10^{-5}$   | $-2 \cdot 10^{-8}$      | $-4.22 \cdot 10^{-4}$ | $-8.39 \cdot 10^{-4}$ | $-1 \cdot 10^{-5}$   | $2 \cdot 10^{-5}$    |

## 4 Метод Рунге-Кутты 4-го порядка для численного интегрирования дифференциальных уравнений движения

Для интегрирования дифференциальных уравнений орбитального движения фрагментов мы воспользовались известным и широко применяемым на практике методом Рунге-Кутты 4-го порядка [6]. Опишем схему численного метода.

Рассмотрим дифференциальные уравнения вида

$$\frac{d\mathbf{q}}{dt} = \mathbf{Q}(t, \mathbf{q}) \quad (17)$$

с начальными условиями

$$\mathbf{q}_0 = \mathbf{q}(t_0),$$

где  $\mathbf{q}$  — вектор интегрируемых переменных,  $t$  — независимая переменная,  $\mathbf{Q}$  — известная вектор-функция. Тогда приближенное решение на каждом шаге вычисляется по схеме:

$$\begin{aligned} \mathbf{q}_{n+1} &= \mathbf{q}_n + \frac{h}{6}(\mathbf{k}_1 + 2\mathbf{k}_2 + 2\mathbf{k}_3 + \mathbf{k}_4), \\ t_{n+1} &= t_n + h, \\ \mathbf{k}_1 &= \mathbf{Q}(t_n, \mathbf{q}_n), \\ \mathbf{k}_2 &= \mathbf{Q}\left(t_n + \frac{1}{2}h, \mathbf{q}_n + \frac{1}{2}h\mathbf{k}_1\right), \\ \mathbf{k}_3 &= \mathbf{Q}\left(t_n + \frac{1}{2}h, \mathbf{q}_n + \frac{1}{2}h\mathbf{k}_2\right), \\ \mathbf{k}_4 &= \mathbf{Q}(t_n + h, \mathbf{q}_n + h\mathbf{k}_3), \end{aligned} \quad (18)$$

где  $h$  — шаг интегрирования.

В соответствии с (18) интегрирование выполняется шаг за шагом ( $n = 1, N$ ) до заданного момента времени  $T = t_{N+1}$ .

## 5 Численные результаты

### 5.1 Объект исследования

Разработанная нами модель распада была реализована на примере геостационарного спутника с массой 500 кг и орбитальными элементами [7]:

$$\begin{aligned} a &= 42167.19028 \text{ км} \\ e &= 0.000412302 \\ i &= 4^\circ.5009 \end{aligned} \tag{19}$$

### 5.2 Моделирование взрыва

#### 5.2.1 Модель 1

Первым этапом при моделировании было извлечение фрагментов заданной массы, удовлетворяющей распределению масс (4), при этом масса варьировалась от 0.05 г до 10 кг.

Второй этап — расчет углов  $\phi$  и  $\tau$ , которые задают направления векторов скоростей, по заданным функциям плотности распределения (2), (3).

Третий этап — вычисление скорости фрагмента относительно эпицентра взрыва по формуле Рейнольдса (5).

Последним этапом при моделировании является нахождение абсолютных скоростей фрагментов.

В результате распада образовалось облако (рис. 1), состоящее из 270 частиц с массами от 0.05 г до 10 кг. При этом максимальная скорость, соответствующая минимальной массе, составила 0.1 км/с, а минимальная скорость — 0.01 км/с.

#### 5.2.2 Модель 2

Первые два этапа и последний в данной модели совпадают с соответствующими этапами предыдущей модели.

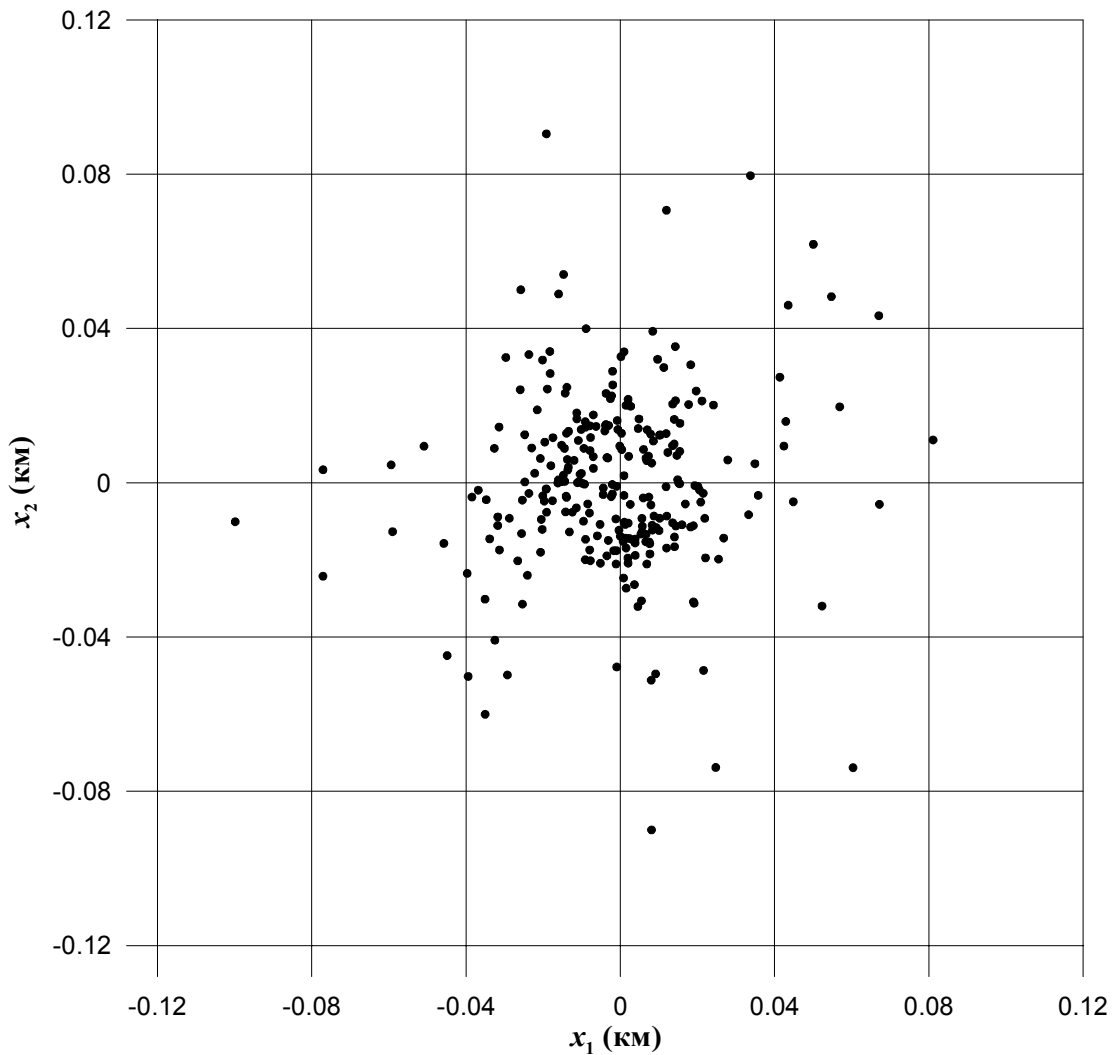


Рис. 1: Распределение фрагментов после взрыва через 1 с. (Модель 1)

Третий этап — расчет отношения средней площади поперечного сечения фрагмента к его массе (9). Далее действительная площадь извлекается из логарифмонормального распределения, сконцентрированного вокруг среднего значения (8).

Однако при интегрировании функции плотности распределения и нахождении обратной мы получили решение в виде специальной функции. В целях программирования мы представили это решение в виде ряда:

$$A = \pi^{1/2}\alpha + \frac{1}{3}\pi^{3/2}\alpha^3 + \frac{7}{30}\pi^{5/2}\alpha^5 + \frac{127}{630}\pi^{7/2}\alpha^7 + \frac{4369}{22680}\pi^{9/2}\alpha^9, \quad (20)$$

который и использовали для моделирования.

Пятый этап — рассчитывается диаметр фрагмента из упрощающего предположения, что фрагмент имеет сферическую форму.

Шестой — находится средняя величина изменения скорости фрагмента как функция, зависящая от диаметра фрагмента (7), и отношение действительной скорости к средней скорости извлекается из треугольного распределения (6), откуда и получается величина скорости  $\Delta v$ .

В результате моделирования распада образовалось облако (рис. 2), состоящее из 203 частиц с массами от 0.1 кг до 10 кг. При этом максимальная скорость, соответствующая минимальной массе, составила 0.3 км/с, а минимальная скорость — 0.03 км/с.

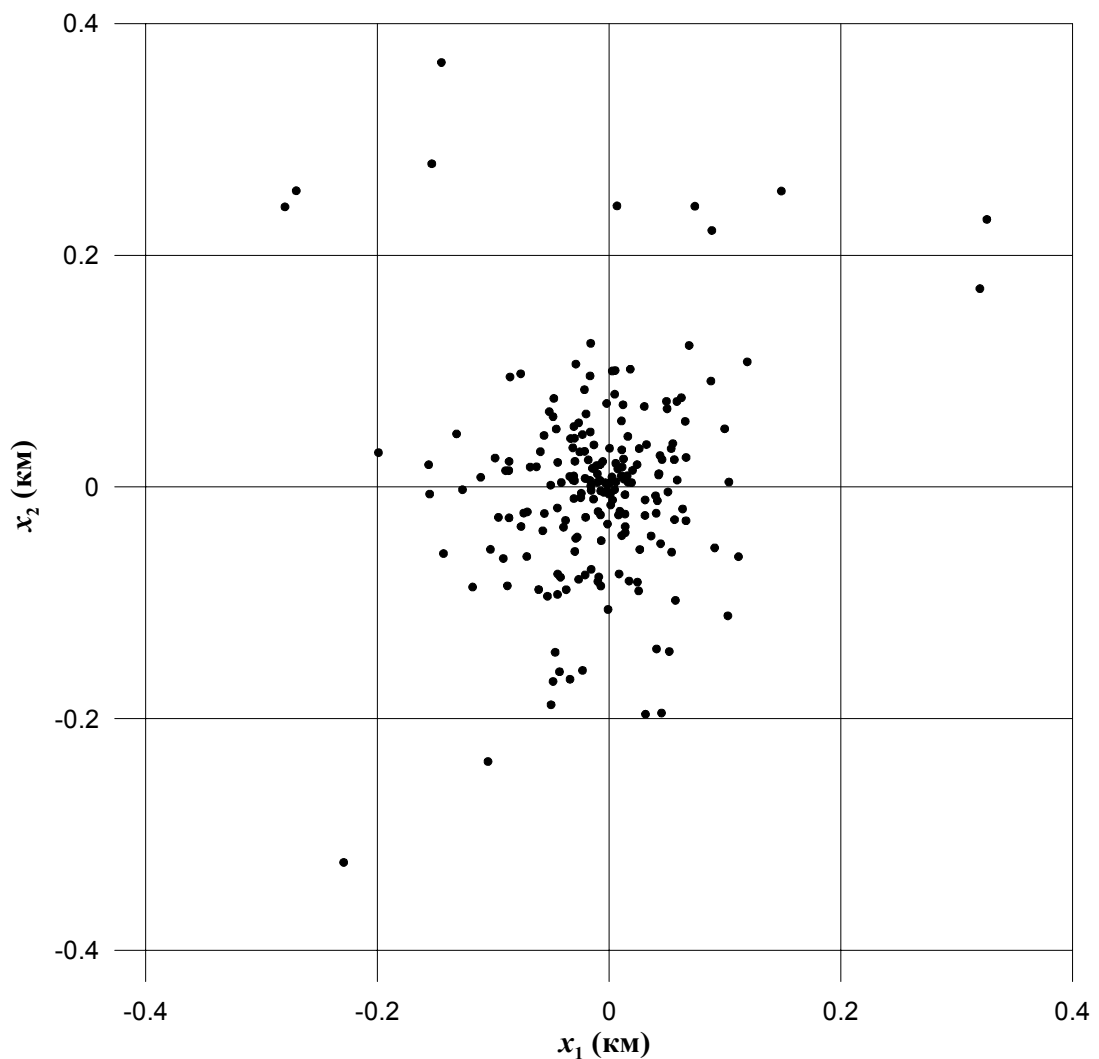


Рис. 2: Распределение фрагментов после взрыва через 1 с. (Модель 2)

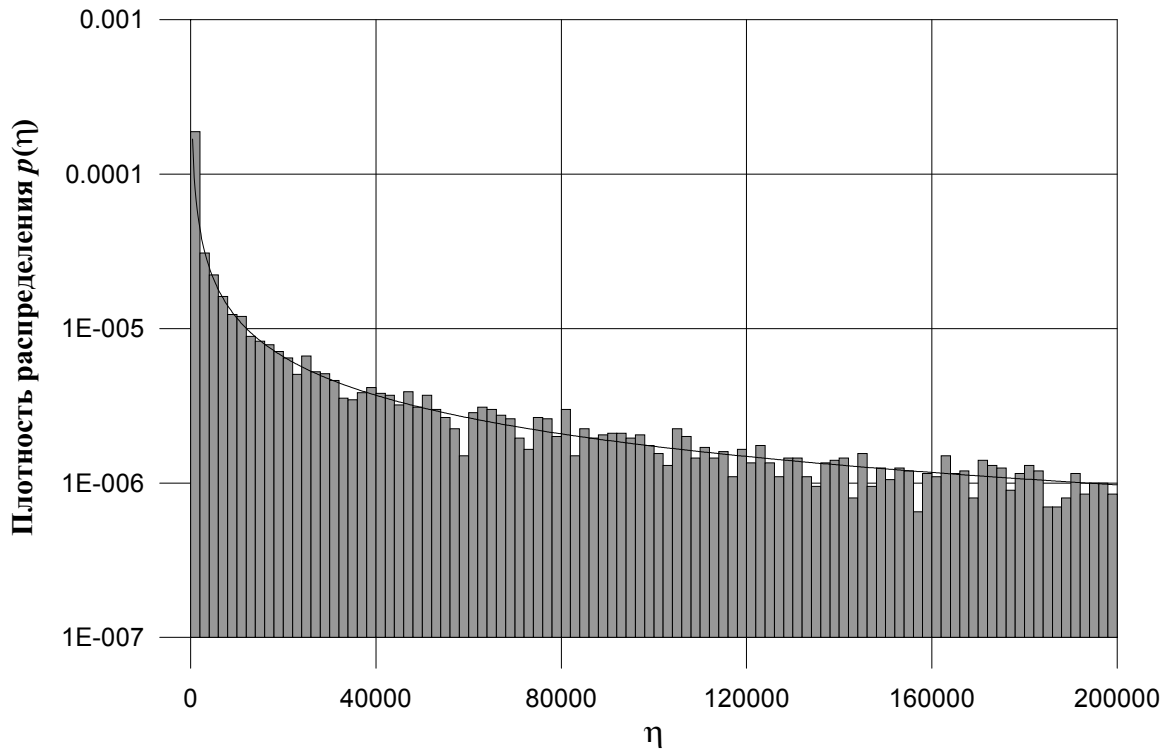


Рис. 3: Плотность распределения масс фрагментов

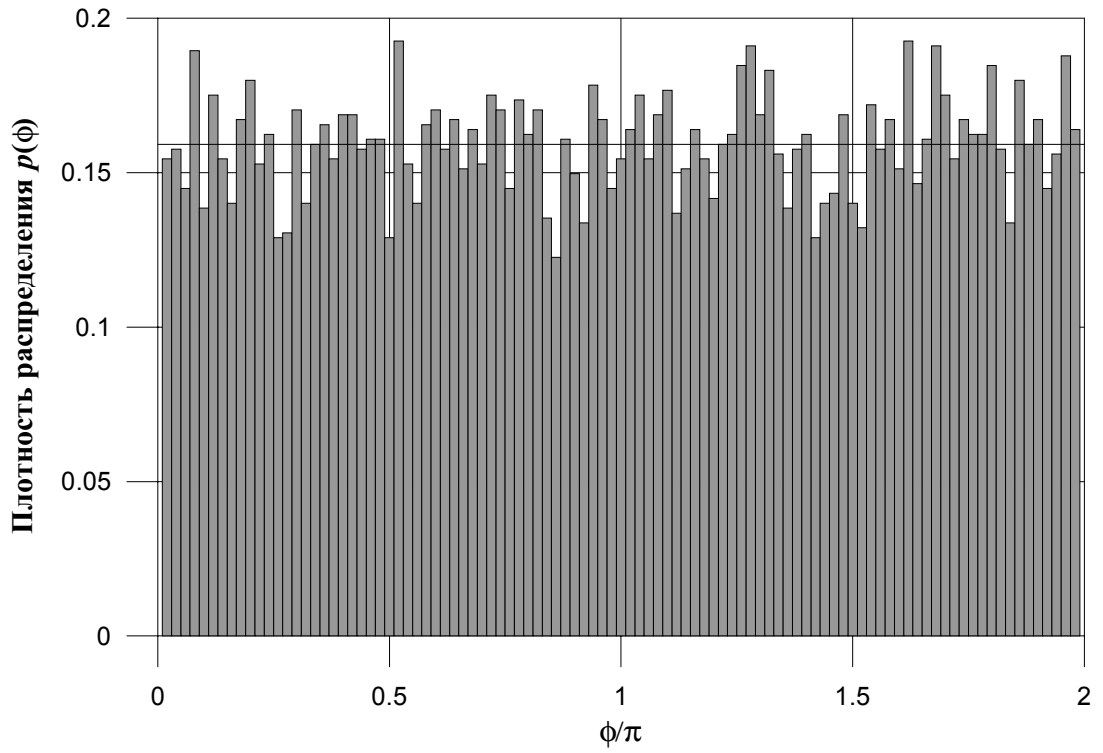
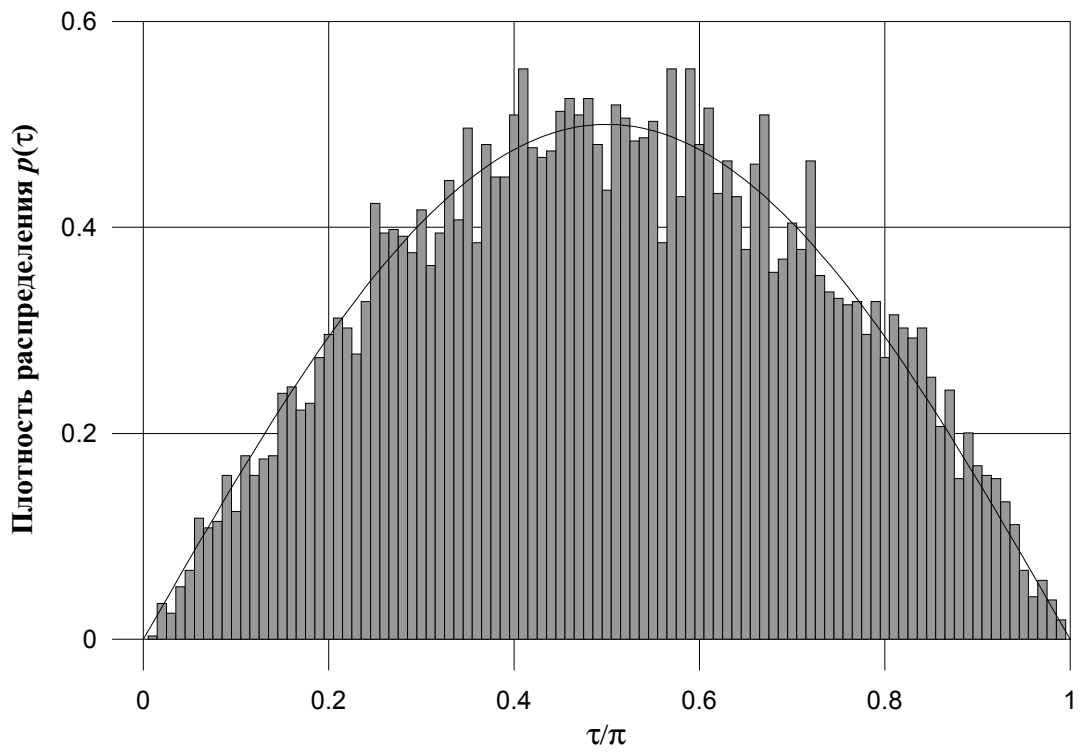
В целях тестирования мы сравнили полученные нами плотности распределения моделируемых величин с теоретическими на примере  $\eta$ ,  $\phi$ ,  $\tau$ . Результаты сравнения приведены на рис. 3–5. Здесь гистограмма представляет расчетную плотность, а линия — теоретическую. Из графиков видно, что расчетные плотности хорошо согласуются с теоретическими.

### 5.3 Оценка точности численной модели движения фрагментов

Положенные в основу модели уравнения движения интегрировались методом Рунге-Кутты 4-го порядка с постоянным шагом.

Как известно, точность моделирования зависит от размера шага интегрирования. Мы провели анализ зависимости точности от величины шага. При этом нами были рассмотрены три варианта:  $h = 10, 50, 100$  с. Эволюция ошибок представлена на рис. 6.

Точность оценивалась для невозмущенного случая путем сравнения результатов интегрирования с кеплеровским решением. В качестве ме-

Рис. 4: Плотность распределения угла  $\phi$ Рис. 5: Плотность распределения угла  $\tau$

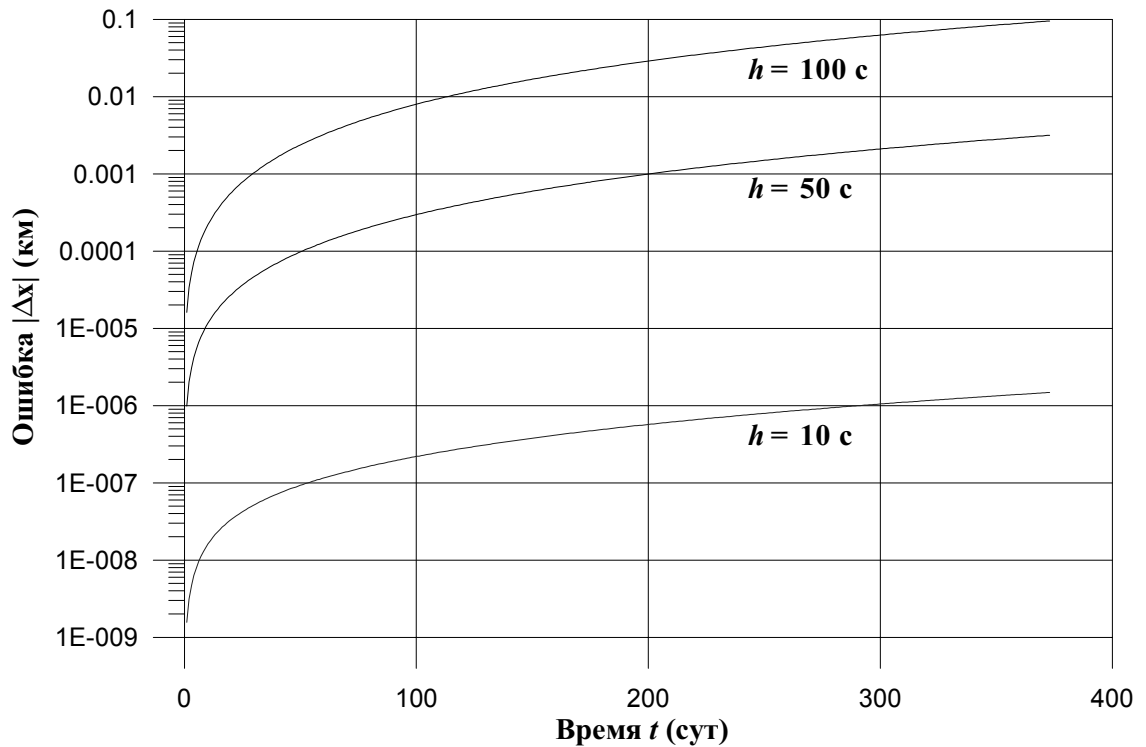


Рис. 6: Точность интегрирования в зависимости от величины шага

ры ошибки интегрирования была выбрана величина вектора отклонения решений  $|\mathbf{x}|$ .

Как видно из рисунка, при шаге 10 с мы получаем довольно высокую точность, но при этом, очевидно, значительно проигрываем в скорости интегрирования. С шагом 100 с быстродействие высокое, но низкая точность. Для моделирования мы выбрали шаг равный 50 с, поскольку нашли его наиболее оптимальным.

#### 5.4 Оценка влияния возмущающих сил на движение фрагмента распада

Для обоснования учета возмущающих факторов мы провели оценку их влияния на движение фрагментов распада. Результаты оценки приведены на рис. 7. В качестве меры влияния возмущающих сил на движение фрагмента распада использовалась величина вектора отклонения результатов интегрирования с учетом возмущающих сил от кеплеровского решения  $|\mathbf{x}_P - \mathbf{x}_K|$ .

На графике видно, что наибольшее влияние на эволюцию движения



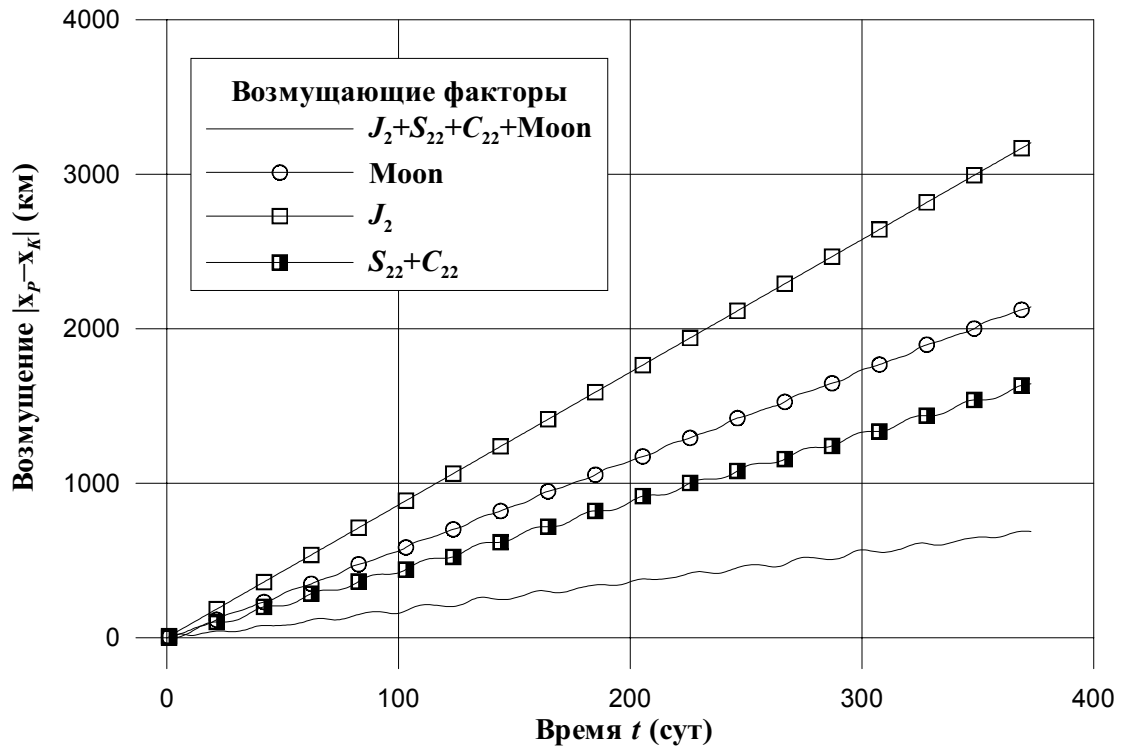


Рис. 7: Оценка возмущений

фрагментов распада оказывает зональная гармоника, тогда как секториальная — наименьшее. Луна оказывает довольно большое влияние на движение, но в то же время оно, по-видимому, компенсирует воздействие от гармоник геопотенциала, в связи с чем суммарное влияние возмущающих сил существенно меньше влияния любого другого фактора в отдельности.

## 5.5 Анализ динамической эволюции распределения фрагментов распада

Моделирование эволюции распада производилось на интервалах времени до 365 суток. При этом мы рассмотрели конфигурации распределения фрагментов для первых 6 суток после взрыва и через год (рис. 8–21).

На коротких интервалах времени фрагменты постепенно распространяются вдоль геостационарной орбиты (рис. 8–13, 15–20), хотя большинство из них, особенно обладающие наибольшей массой, остаются вблизи номинального родительского тела.

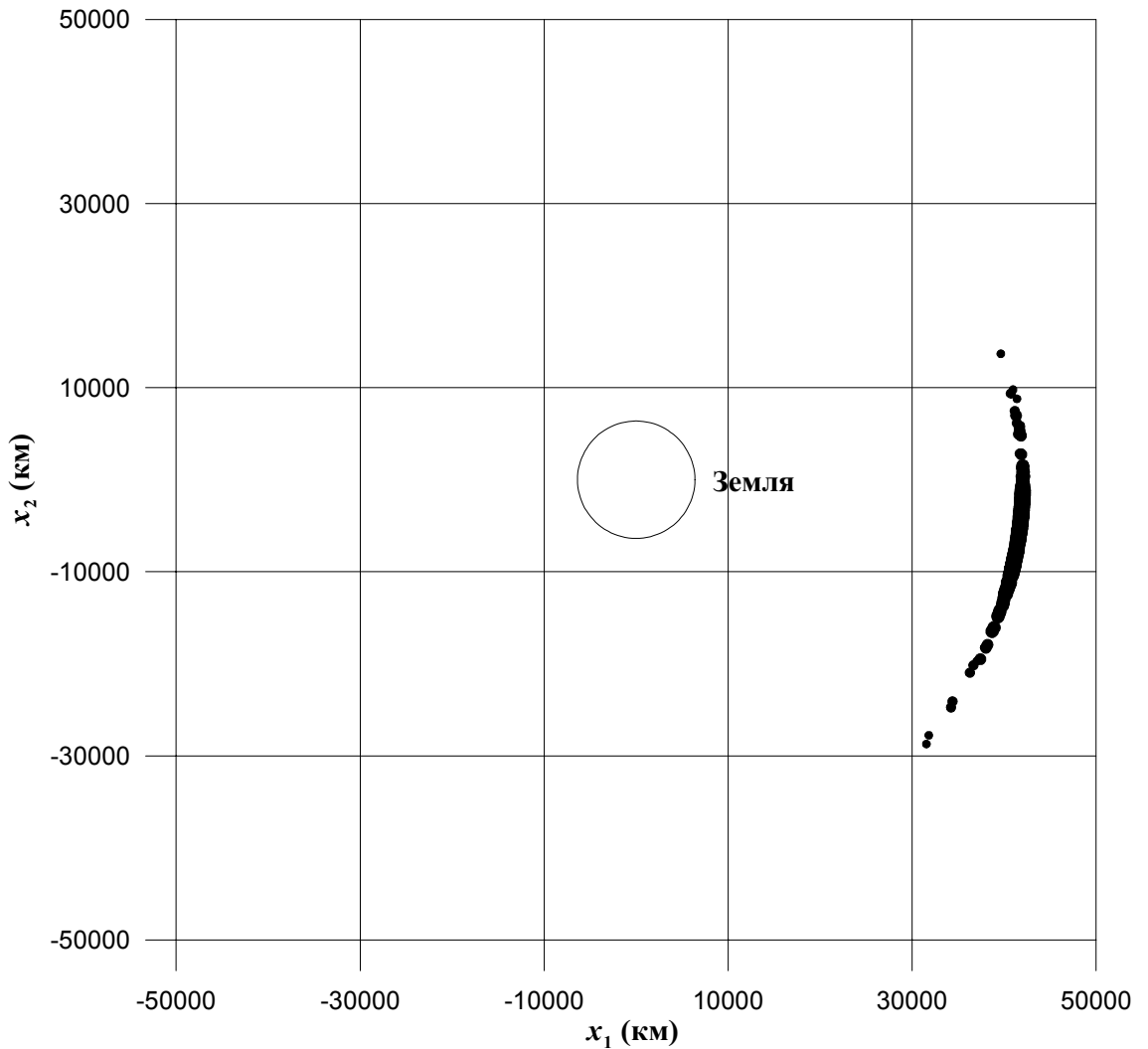


Рис. 8: Конфигурация распада через сутки (Модель 1)

Для первой модели замыкание облака фрагментов произошло через шесть суток (рис. 13). Через год мы видим равномерное распределение фрагментов распада (рис. 14).

При рассмотрении результатов полученных на основе второй модели мы видим, что распространение фрагментов в геостационарной зоне происходит более быстро (рис. 15–20), чем в первой модели, и замыкание облака фрагментов имеет место уже через двое суток (рис. 18). Интересно заметить, что распространение фрагментов имеет спиралевидную форму.

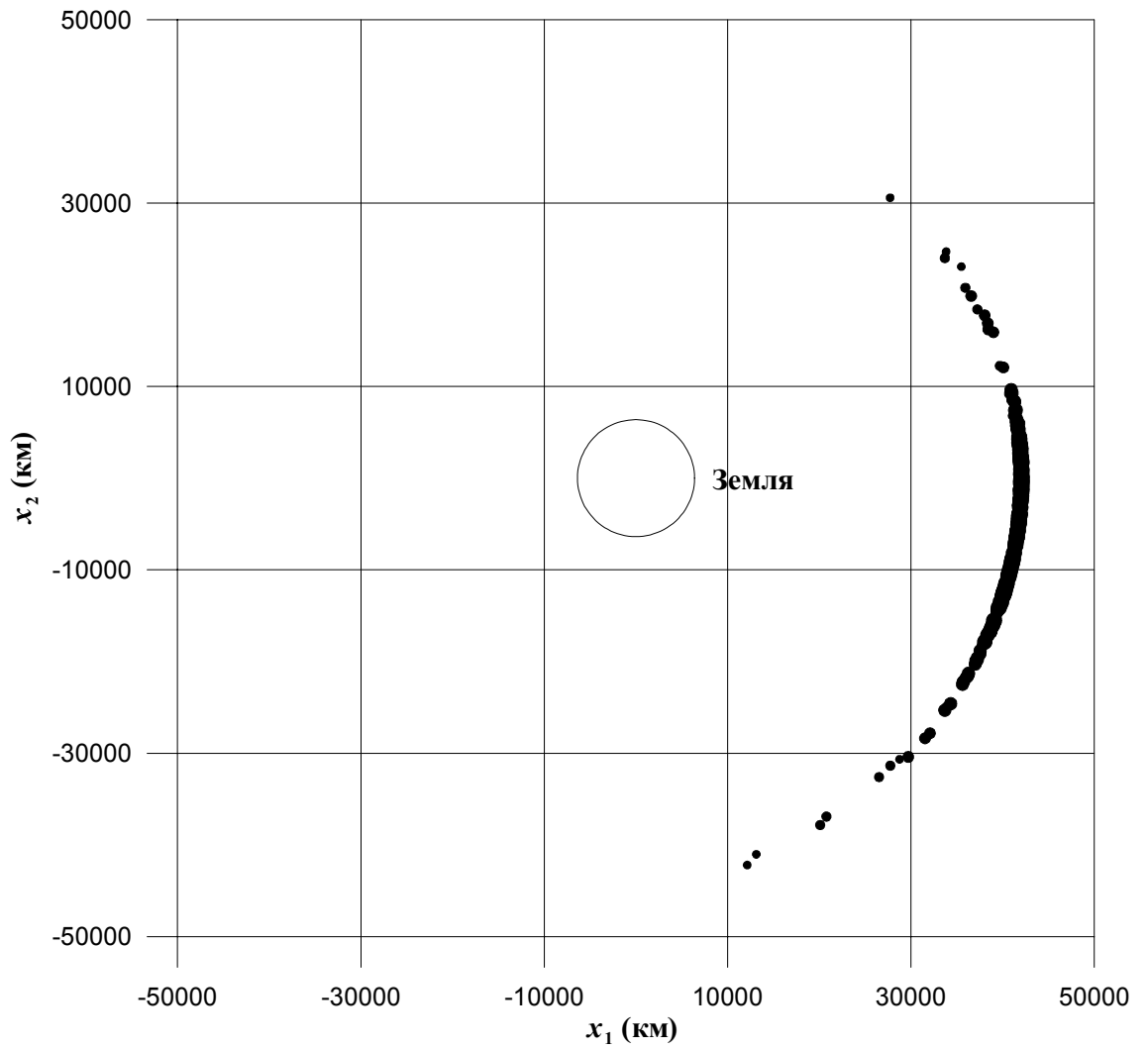


Рис. 9: Конфигурация распада через 2 суток (Модель 1)

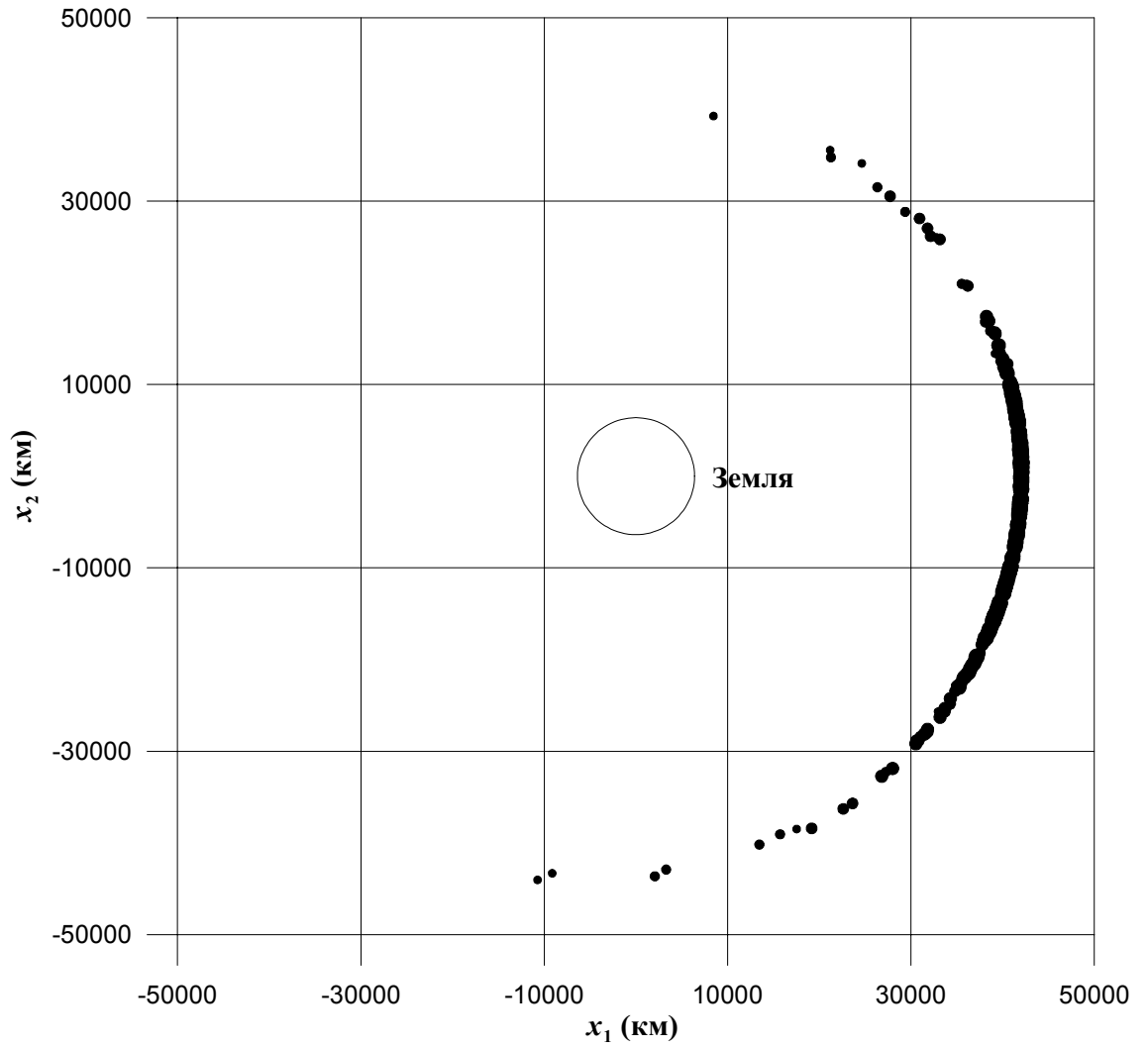


Рис. 10: Конфигурация распада через 3 суток (Модель 1)

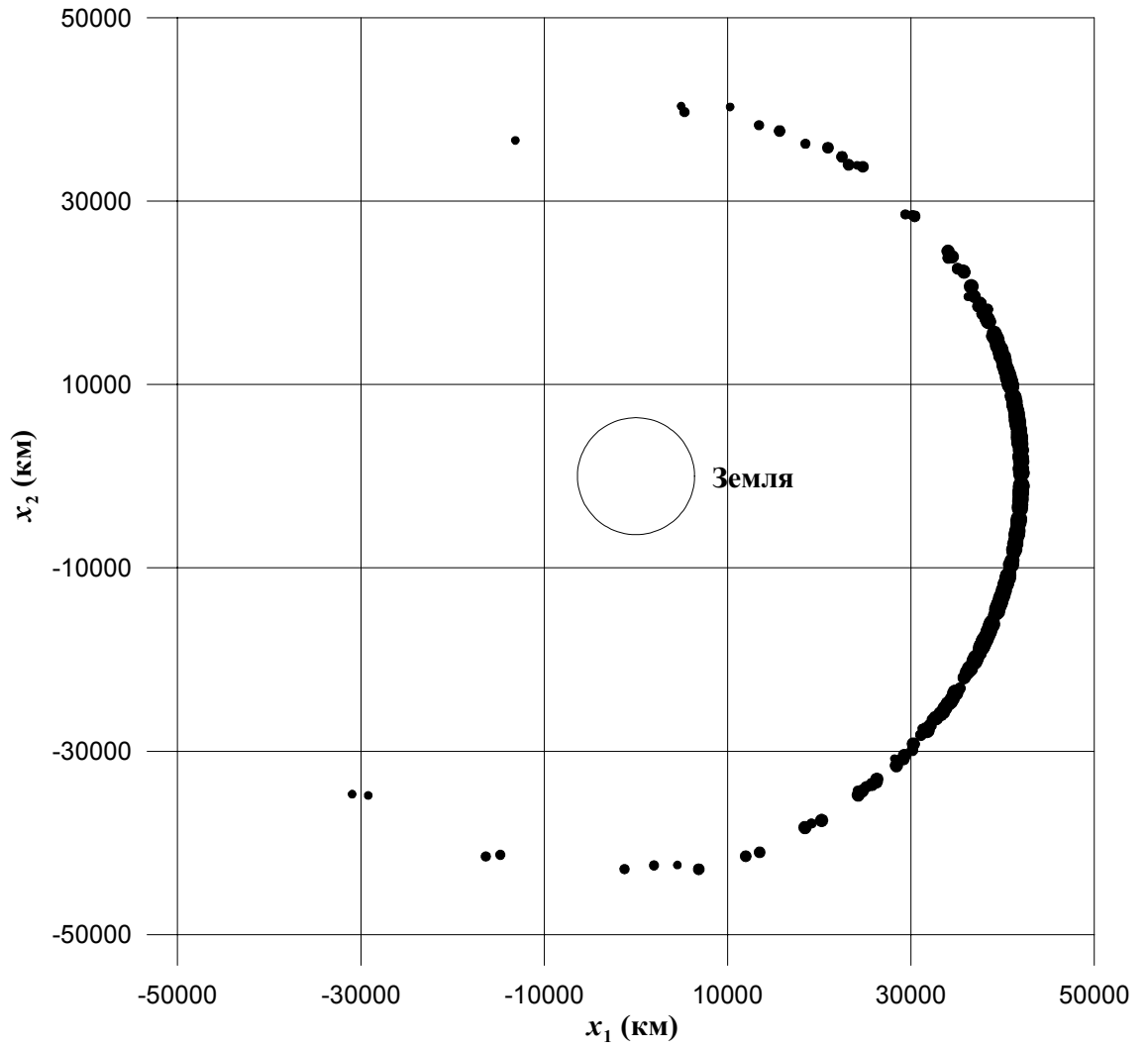


Рис. 11: Конфигурация распада через 4 суток (Модель 1)

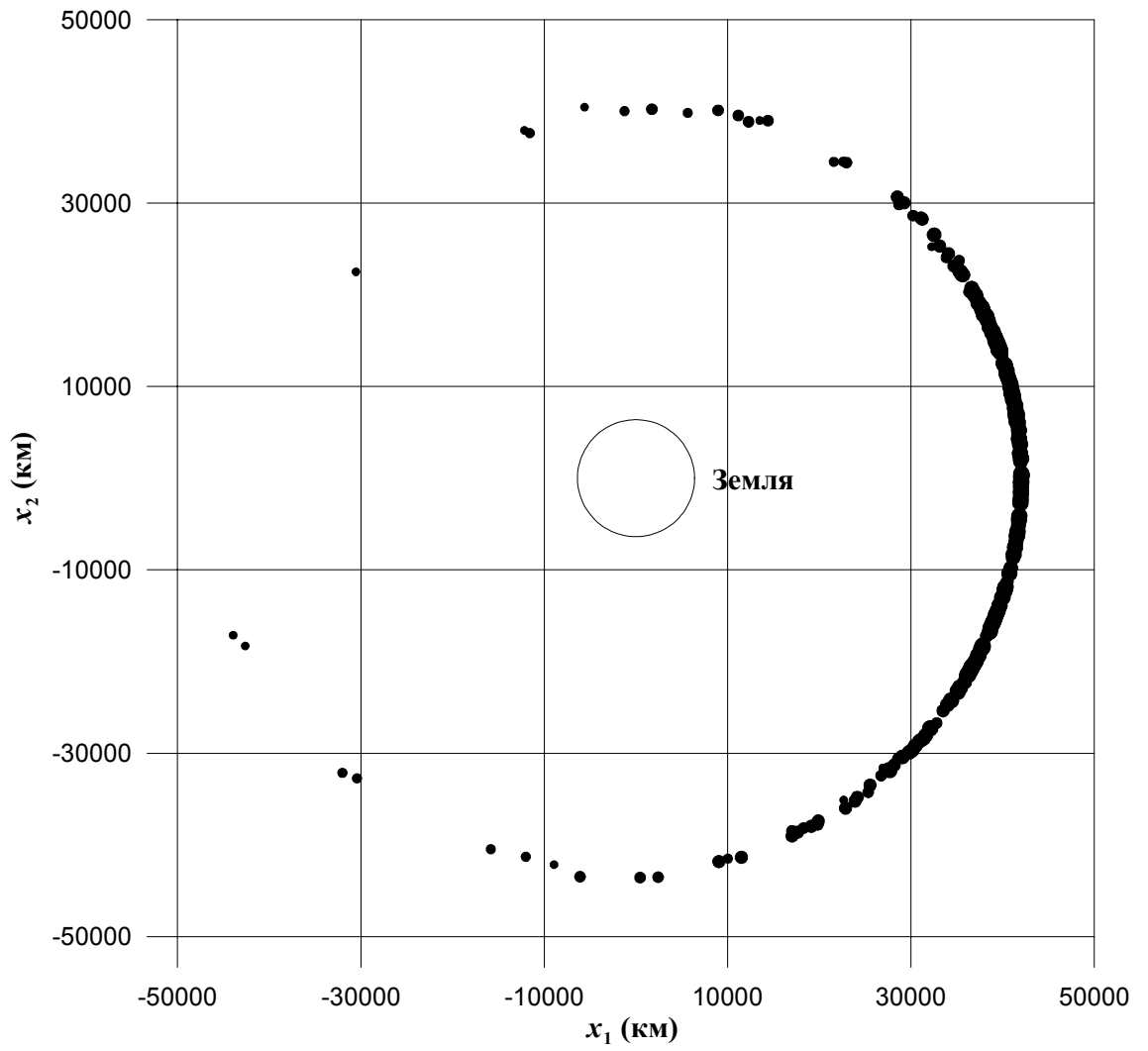


Рис. 12: Конфигурация распада через 5 суток (Модель 1)

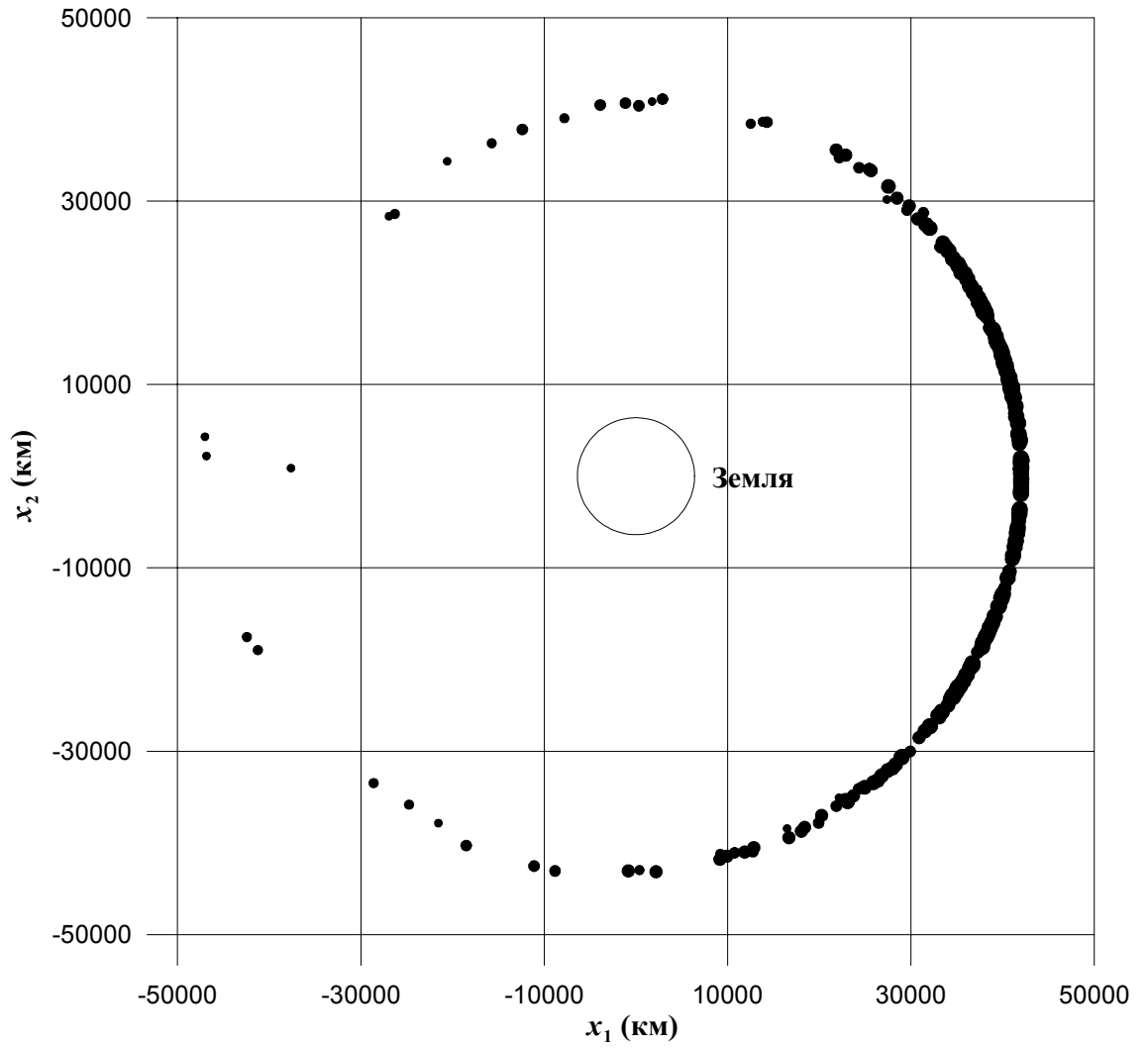


Рис. 13: Конфигурация распада через 6 суток (Модель 1)

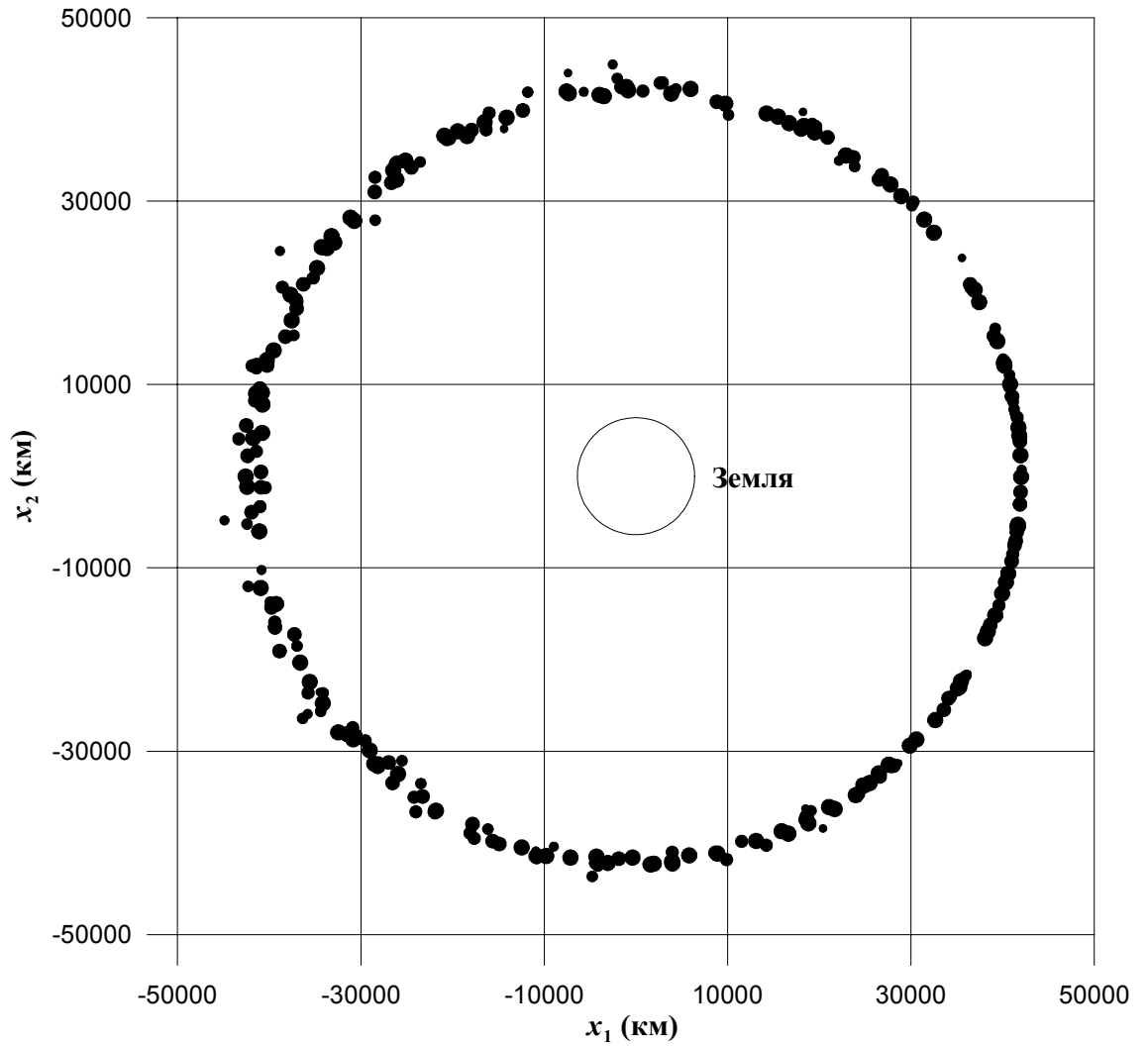


Рис. 14: Конфигурация распада через год (Модель 1)



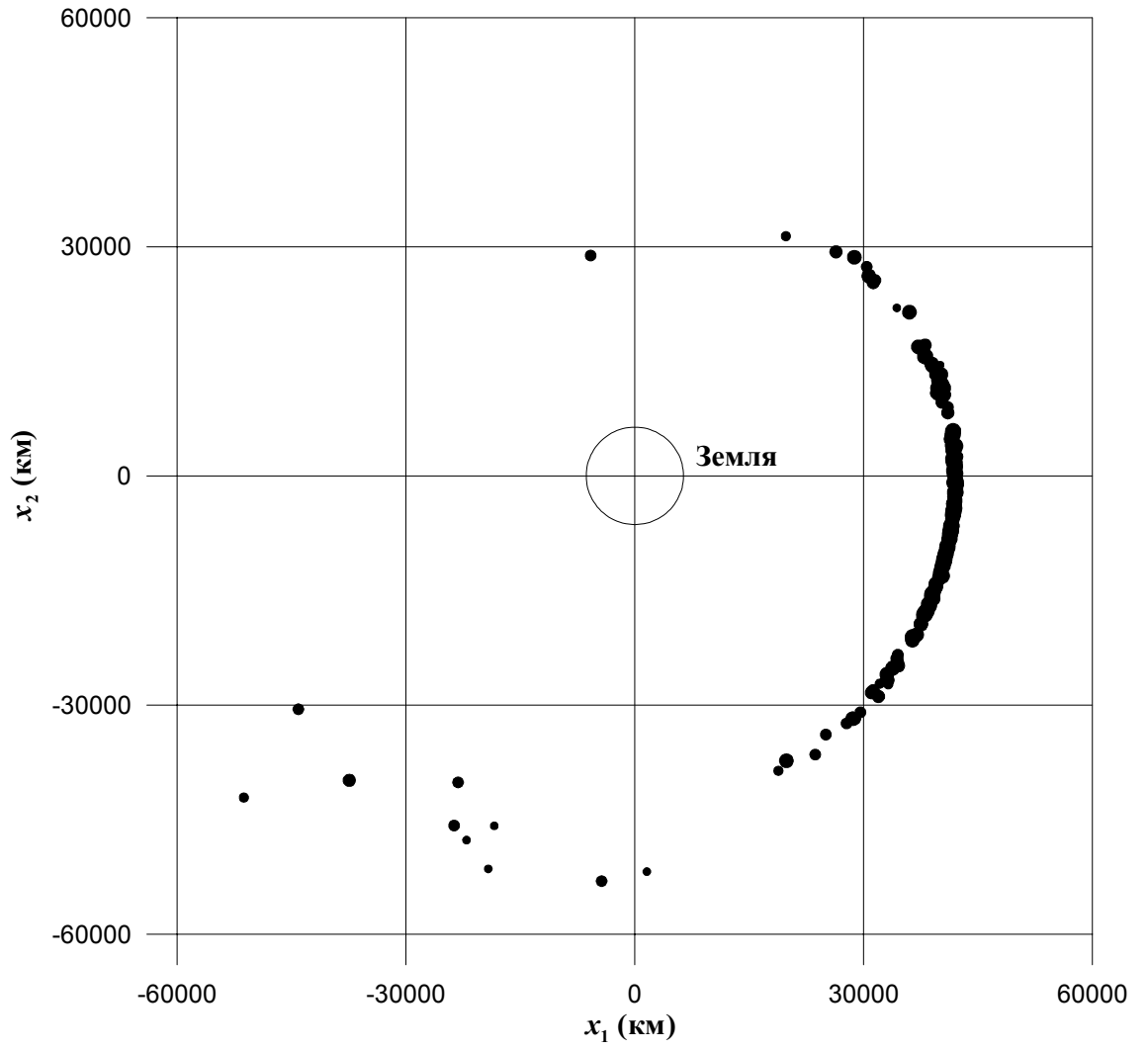


Рис. 15: Конфигурация распада через сутки (Модель 2)

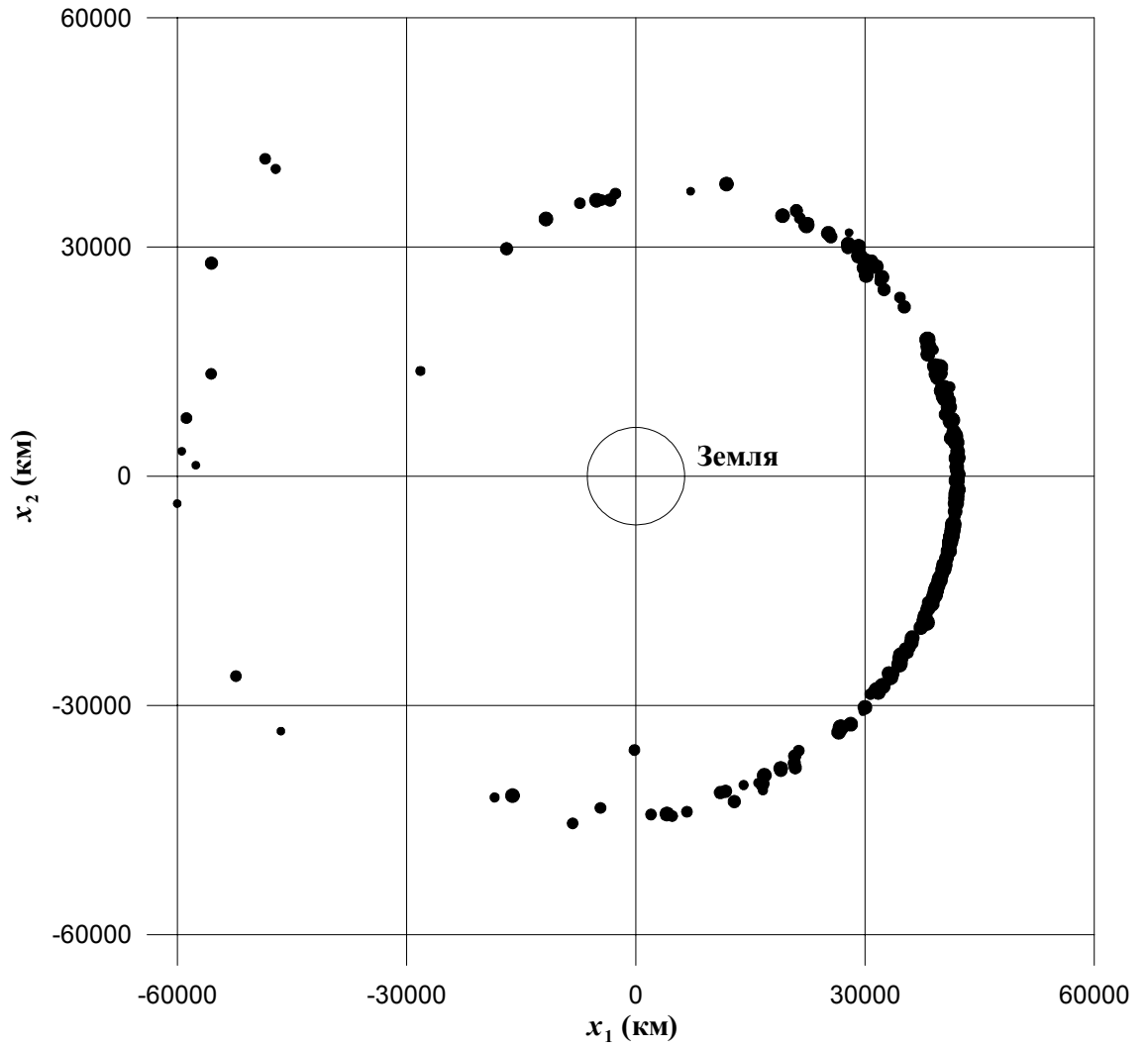


Рис. 16: Конфигурация распада через 2 суток (Модель 2)

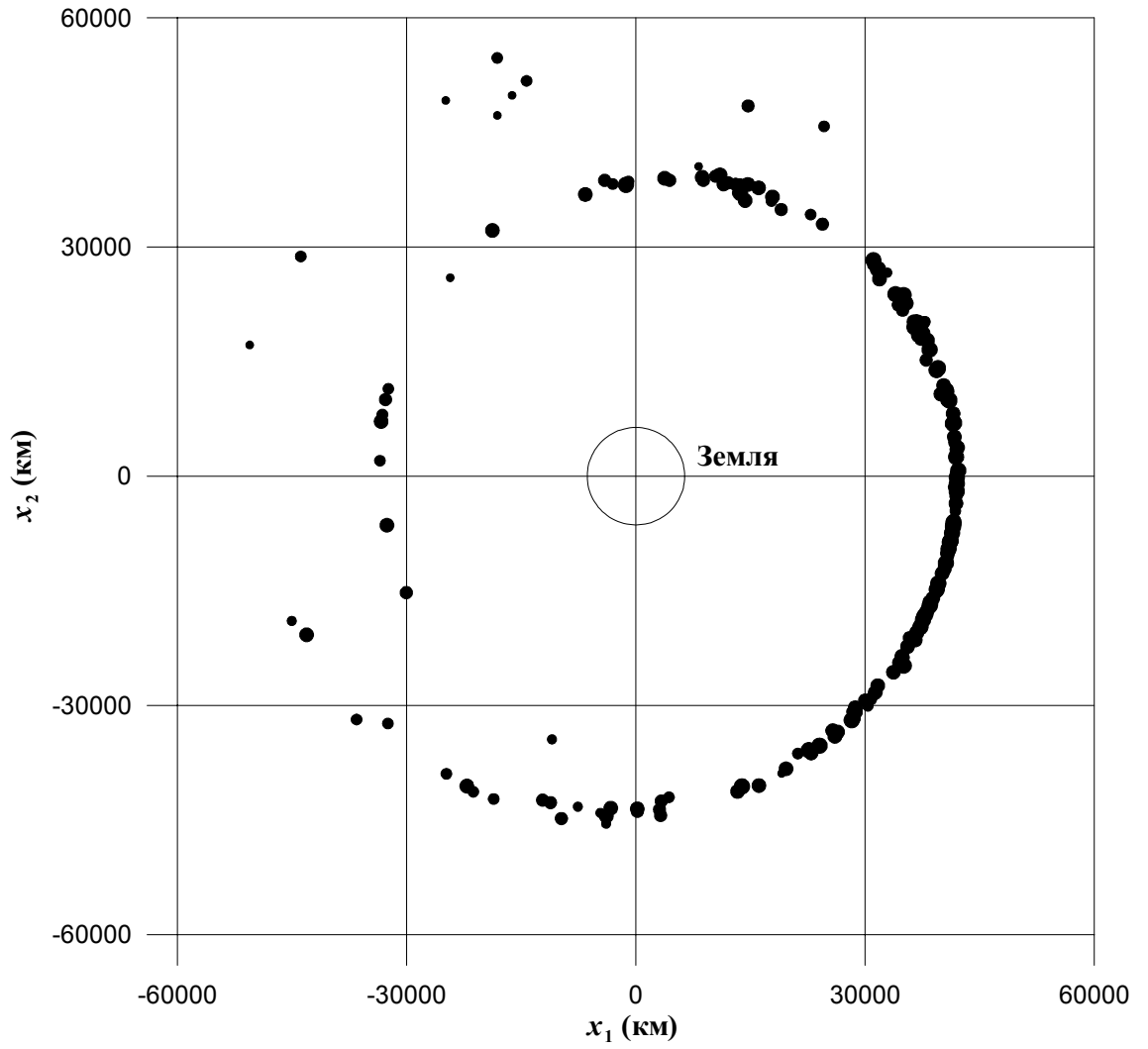


Рис. 17: Конфигурация распада через 3 суток (Модель 2)

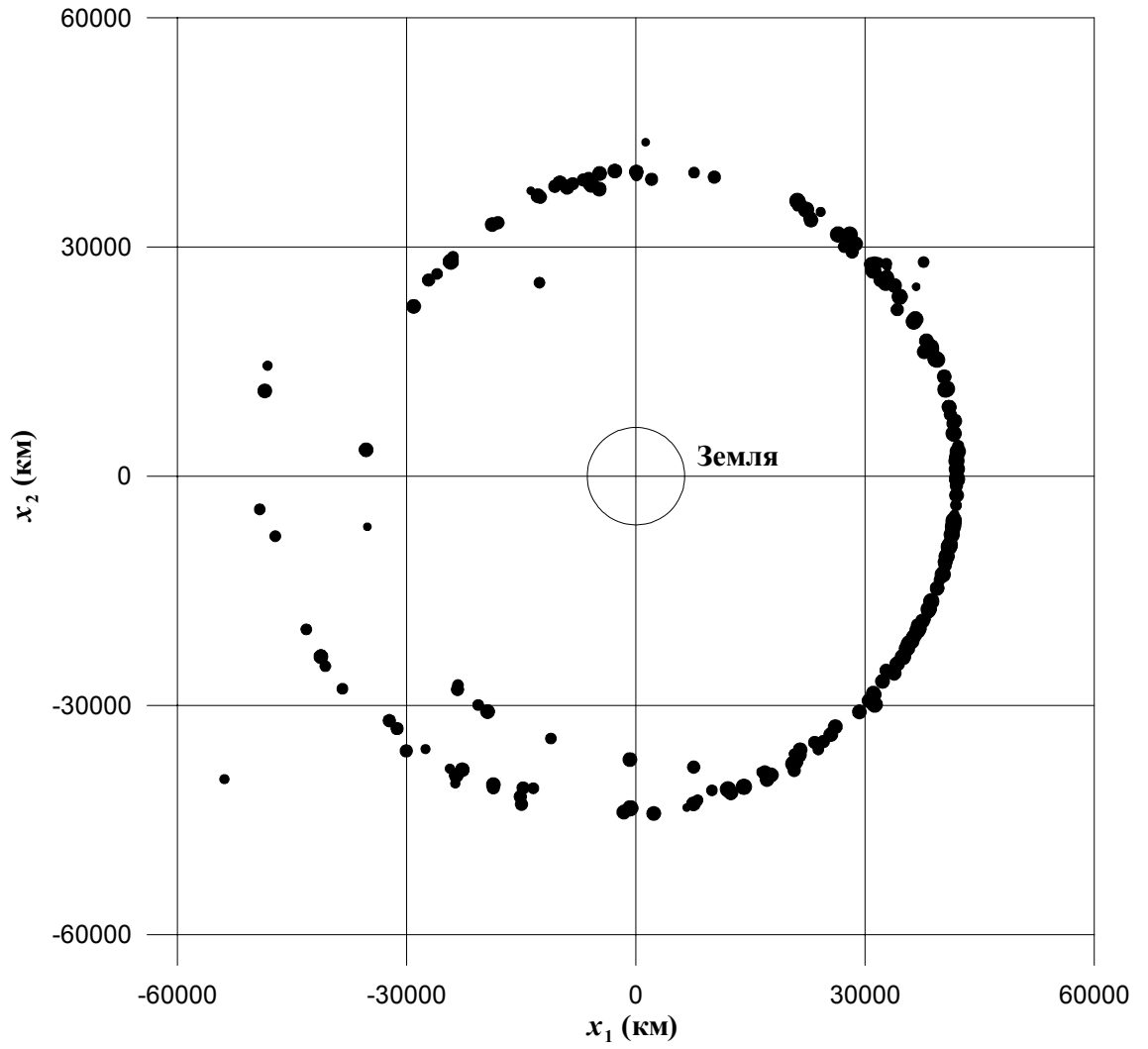


Рис. 18: Конфигурация распада через 4 суток (Модель 2)

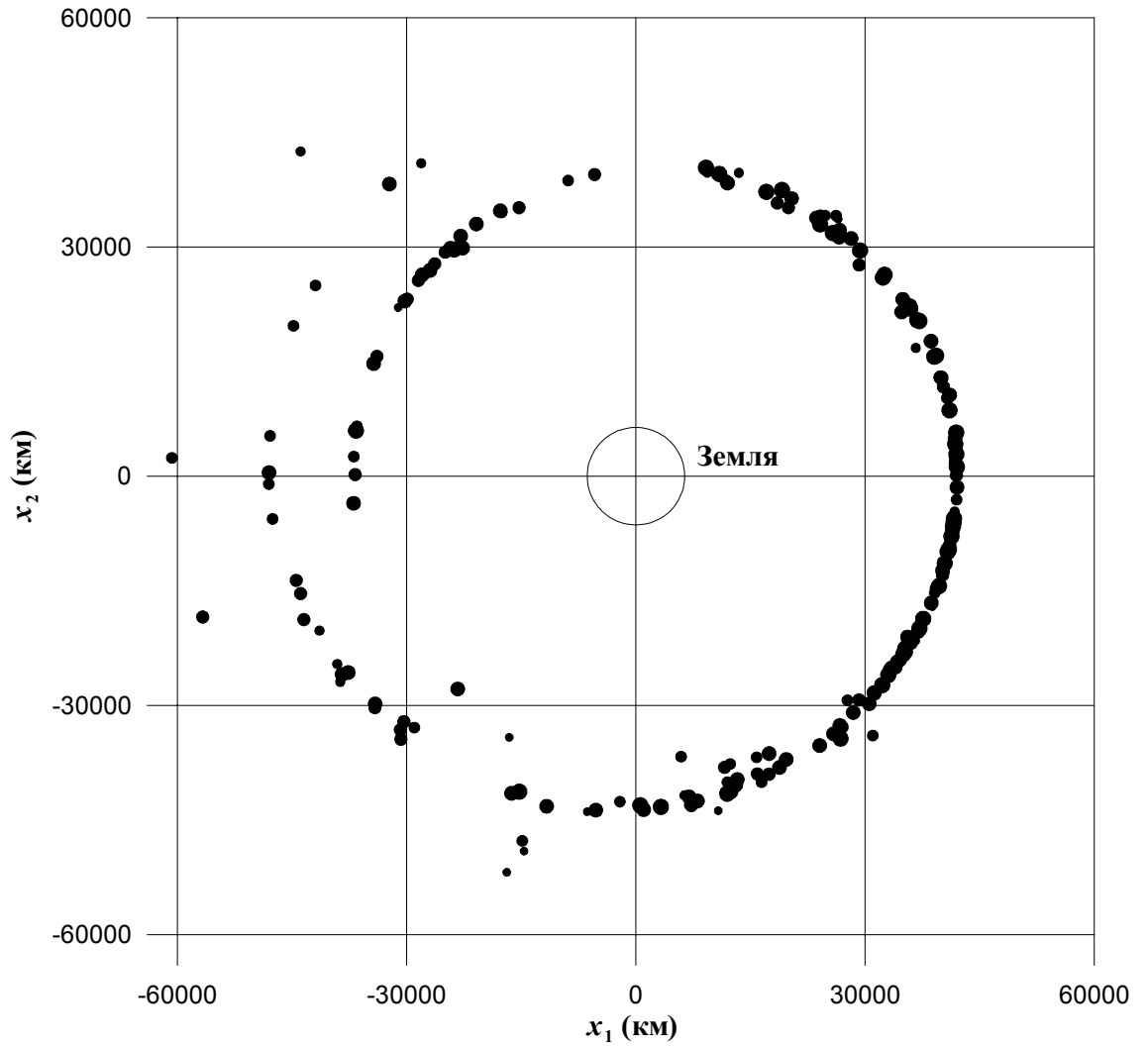


Рис. 19: Конфигурация распада через 5 суток (Модель 2)

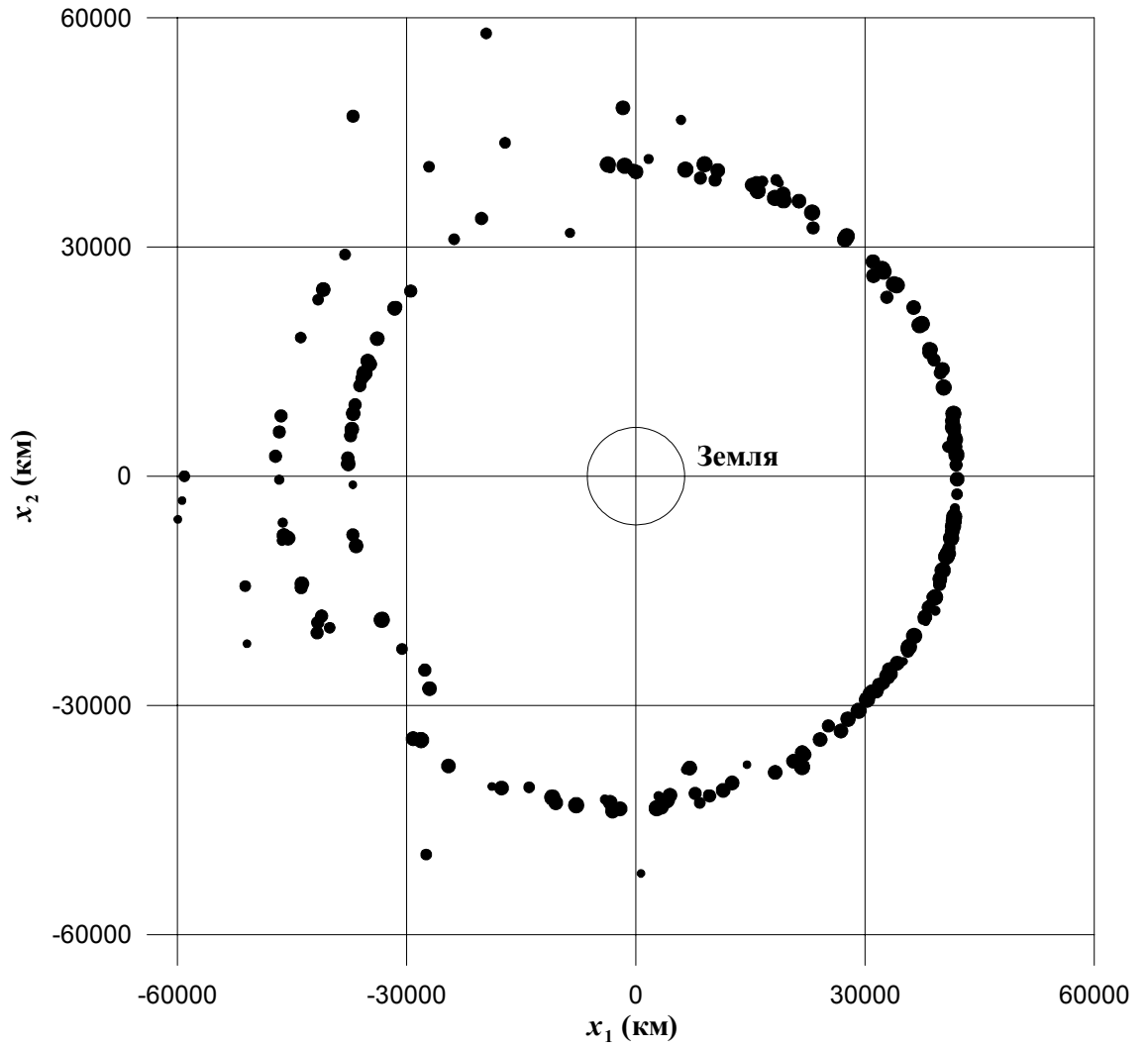


Рис. 20: Конфигурация распада через 6 суток (Модель 2)

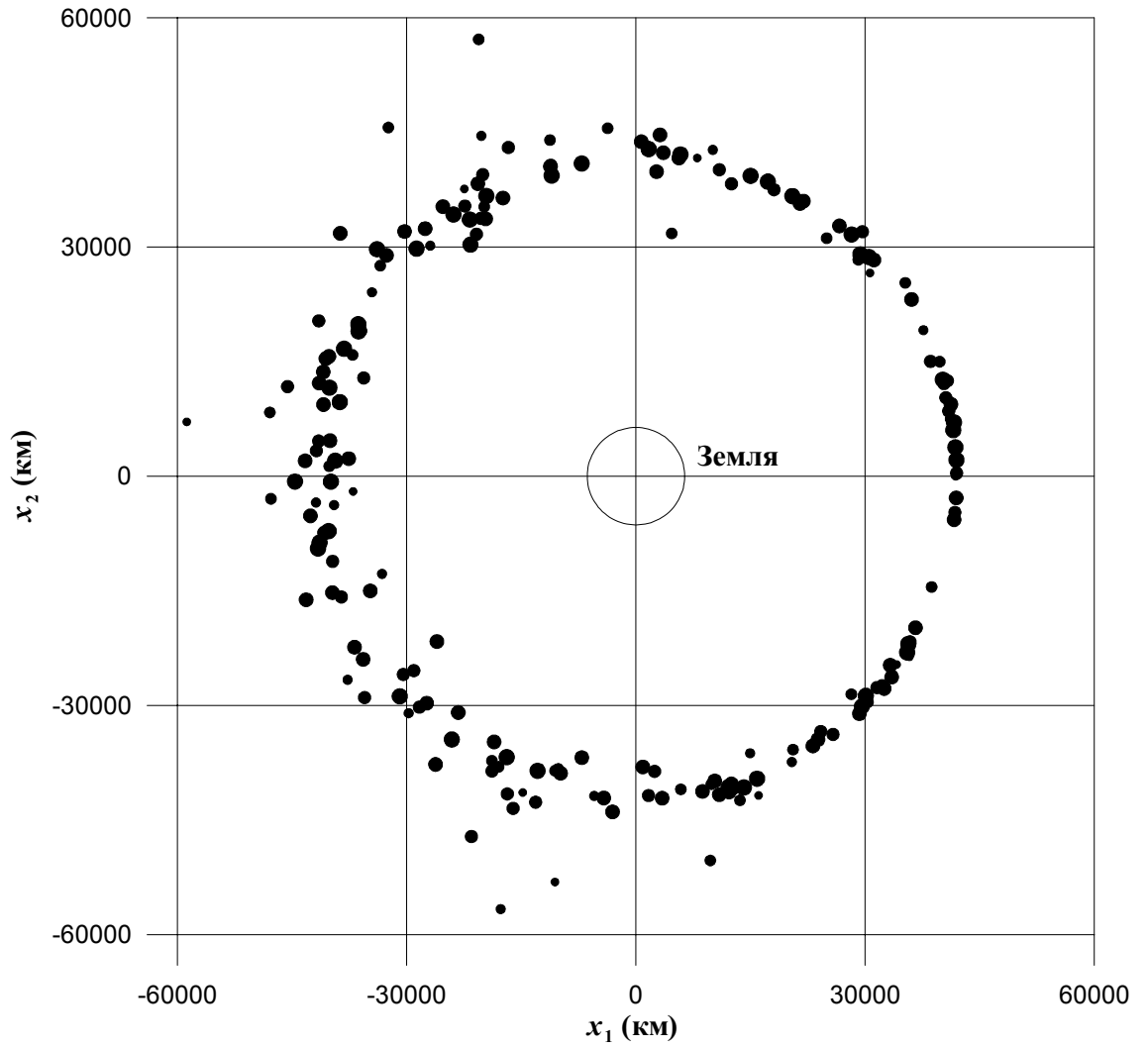


Рис. 21: Конфигурация распада через год (Модель 2)

## Заключение

Таким образом, в итоге выполненной работы были получены следующие результаты.

- Построены две модели изотропного взрыва.
- Разработана модель движения фрагментов распада, позволяющая прогнозировать распределение фрагментов на интервалах времени порядка одного года с достаточно высокой точностью.
- Полученные модели были реализованы на примере геостационарного спутника.
- Исследована динамическая эволюция распределения фрагментов взрыва на первые шесть суток и через год.



## Литература

- [1] Reynolds R.C. Review of current asteroids to model and measure the orbital debris environment in low-earth orbit // *Adv. Space Res.* 1990. V. 10, N 3–4. P. 359–371.
- [2] Pardini C., Anselmo L., Rossi A., Cordelli A., Farinella P. The 1997.0 ISTI Orbital Debris Reference Model // *AAS/AIAA Space Flight Mechanics Meeting*, Monterey, CA, USA, 9–11 Feb. 1998. P. 1–17. (Html version)
- [3] Энциклопедия. Вероятность и математическая статистика./ под ред. Битюцкова В.И. М.; Большая российская энциклопедия 1999. С. 357.
- [4] Дубошин Г.Н. Небесная механика. Основные задачи и методы. М.: Наука. 1968. 800 с.
- [5] Аксенов Е.П. Теория движения искусственных спутников земли. М.: Наука. 1977. 360 с.
- [6] Современные численные методы решения обыкновенных дифференциальных уравнений / под ред. Холла Д. и Уатта Д. М.: Мир. 1979. 312 с.
- [7] Бордовицына Т.В., Васильченко О.И. Численное моделирование распада и эволюции фрагментов космического аппарата на геостационарной орбите // *Фундаментальные и прикладные проблемы современной механики*. Томск: Изд-во ТГУ. 2000. С. 125–126.
- [8] Бордовицына Т.В., Дружинина И.В. Комплекс программ для определения динамических параметров потока частиц, образовавшихся в результате распада объекта на орбите. // *Астрономия и геодезия*. Томск: Изд-во ТГУ. Вып. 16. 1998. С. 58–67.
- [9] Околосемная астрономия XXI века // под ред. Рыхловой Л.В. М.: Геос. 2001. 476 с.