

r и структурным фактором a естественно видеть отражение теории Займана. К тому же факту можно подойти, однако, учитывая, что с точностью до отношения теплоемкостей $\alpha \sim Mu^2/(RT)$, где u — скорость звука, а пропорциональность $\lambda \sim Mu^2/(RT)$ — результат теории Блоха, рассматривавшего механизм рассеяния электронов на фононах.

Описанные выше закономерности, как уже отмечено, получены на основе анализа данных для щелочных металлов. Экспериментальный материал, имеющийся для других расплавленных металлов, не противоречит сделанным выводам ни в одном пункте. Однако неизученность свойств большинства иных жидких металлов не дает пока возможности получить заслуживающие обсуждения следствия.

В целом же есть все основания думать, что найденные закономерности будут полезны для апробации теоретических схем и вычислений. В частности, представляется важной возможность единого подхода к описанию электропроводности твердых и жидких металлов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Chi T. C. // J. Chem. Ref. Data. 1979. 8. N 2. P. 339—438. [2] Соловьев А. Н. // Журн. прикл. мех. и технич. физики. 1963. № 6. С. 153—157. [3] Банчила С. Н., Филиппов Л. П. // ТВТ. 1973. 11, № 6. С. 1301—1305. [4] Шпильрайн Э. Э., Якимович К. А., Сквородько С. Н., Мозговой А. Г. // Обзоры по теплофизическим свойствам веществ ИВТ АН СССР. М., 1983. № 6(44). [5] Гоголева В. В., Фокин Л. Р. Препринт ИВТ АН СССР № 1-061. М., 1981. [6] Филиппов Л. П., Благоднаров Л. А. // Изв. вузов. Сер. Энергетика. 1985. № 5. С. 14—27. [7] Lien S. Y., Sivertsen J. M. // Phil. Mag. 1969. 20, N 166. P. 759—762. [8] Шпильрайн Э. Э., Якимович К. А., Мозговой А. Г. // ТВТ. 1976. 14, № 5. С. 1099—1101.

Поступила в редакцию
05.07.85

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1986. Т. 27, № 5

АСТРОНОМИЯ

УДК 521.3/6

ОПТИМАЛЬНЫЕ ДВУХИМПУЛЬСНЫЕ ПЕРЕЛЕТЫ НА АСИМПТОТИЧЕСКУЮ ТРАЕКТОРИЮ

С. И. Сумароков

(ГАИШ)

При численном определении оптимальной импульсной траектории для задачи трех тел возникают трудности, связанные с наличием особенностей в центре каждого тела, а также с большими затратами машинного времени.

Первая из этих трудностей может быть разрешена методом регуляризации. Работы [1—3] позволили обойти и вторую трудность с помощью метода, который называется методом многих конических сечений. Идея его состоит в использовании соответствующих конических сечений аппарата относительно каждого тела.

Для определения траектории полета приходится решать краевую задачу, которую называют задачей Ламберта трех тел. Для этого необходимо знание матрицы первых производных конечных величин радиуса-вектора и скорости по начальным. Эта матрица называется матрицей перехода состояний. В статье [4] показана возможность ее аналитического построения путем вычислений матриц перехода соответствую-

ющих конических сечений. Эта задача несравненно легче [5, 6] численного определения матрицы в задаче трех тел.

Впервые совместное использование метода многих конических сечений и теории базис-вектора Лоудена [7] было осуществлено в работах [8, 9]. В работе [8] рассматривалась плоская ограниченная круговая задача трех тел. Численные результаты представлены для системы Земля—Луна. Определялись оптимальные двух- и трехимпульсные перелеты с круговой окололунной и околоземной орбит в точку либрации L_2 . В работе [9] рассматривались оптимальные двух- и трехимпульсные траектории, входящие в точку либрации L_1 системы Солнце—Земля с учетом возмущения от Луны. Наклон околоземной орбиты не фиксировался, а был также оптимизируемой величиной.

В данной работе используется методика расчета оптимальных импульсных траекторий [8, 9]: оцениваются энергетические затраты для попадания в точку либрации L_2 системы Земля—Луна с той лишь разницей, что аппарат попадает не в саму точку либрации, а на асимптотическую траекторию, входящую в точку либрации.

При расчетах были использованы следующие приближения:

- Земля и Луна рассматриваются как материальные точки;
- движение Луны вокруг Земли происходит по окружности;
- все исследуемые траектории лежат в плоскости круговой орбиты Луны относительно Земли;
- масса аппарата пренебрежимо мала.

Исследование движения аппарата производится во вращающейся правой системе отсчета OXY с началом в барицентре Земля—Луна. Ось OX направлена по прямой Земля—Луна в сторону Луны. Ось OY дополняет систему до правой.

Единицы измерения выбраны так, что сумма масс Земли и Луны равна единице, угловая скорость линии, соединяющей Землю с Луной, также равна единице. За единицу расстояния принято среднее расстояние между Луной и Землей — 384 410 км (это радиус круговой орбиты Луны относительно Земли). Тогда единица времени равна 104,361 ч, а единица скорости — 1023,18 м/с. Высота круговой около-

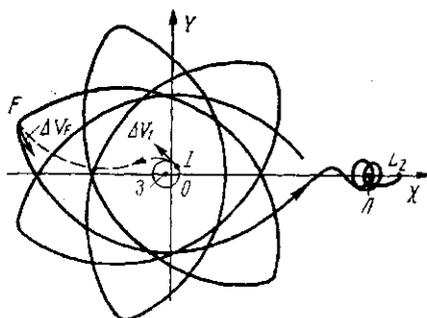


Рис. 1. Асимптотическая траектория, входящая в точку либрации L_2 , и схема перелета на нее: З — Земля, Л — Луна

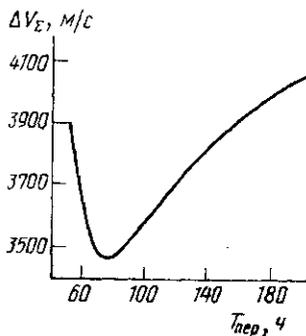


Рис. 2. Зависимость энергетических затрат от времени перелета

земной орбиты взята 185,2 км для того, чтобы сравнить полученные результаты с результатами [8].

Первоначально численным интегрированием была получена асимптотическая траектория (рис. 1), входящая в точку либрации L_2 . Затем

рассматривались двухимпульсные перелеты с круговой околоземной орбиты в некоторую фиксированную точку F на асимптотической траектории. Схема перелета изображена пунктиром на рис. 1. В точке I на круговой орбите к аппарату прикладывается импульс ΔV_1 , а в точке F на асимптотической траектории — импульс ΔV_F . Дальнейшее движение аппарата происходит под действием лишь гравитационных сил Земли и Луны. Точка F имеет следующие фазовые координаты: $X = -0,7341$, $Y = 0,2467$, $\dot{X} = 0,164 \cdot 10^{-5}$, $\dot{Y} = 0,1758$.

Энергетические затраты на двухимпульсный перелет на асимптотическую траекторию в зависимости от времени перелета $T_{\text{пер}}$ изображены на рис. 2. Минимальные затраты соответствуют 77-часовому перелету. Для этого перелета импульс ΔV_1 на круговой орбите равен 3102,3 м/с, а импульс в точке F равен $\Delta V_F = 366,0$ м/с. Таким образом, суммарные затраты составят $\Delta V_{\Sigma} = 3468,3$ м/с. На рис. 3 изображены траектории 60-, 77- и 85-часовых перелетов ($a, b, в$ соответственно), а

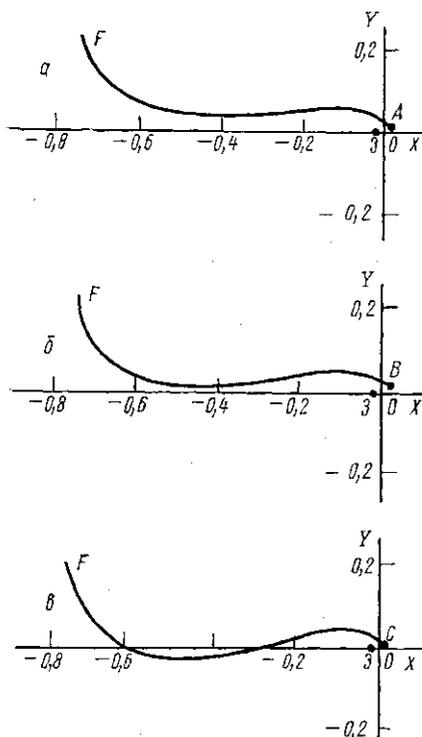


Рис. 3. Траектории перелета на асимптотическую траекторию: $З$ — Земля, A, B, C — точки схода с круговой околоземной орбиты, F — точка асимптотической траектории

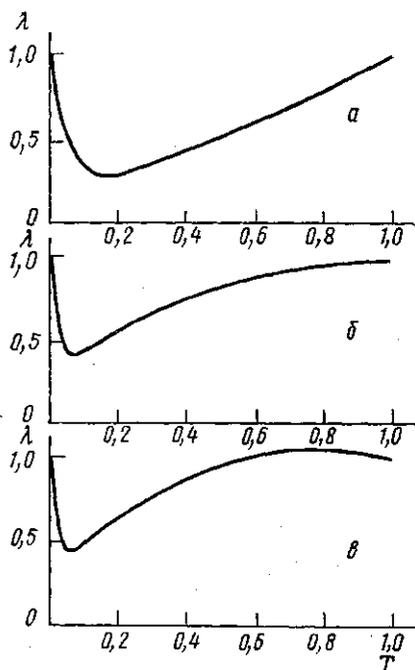


Рис. 4. Зависимость величины базис-вектора Лоудена от T

на рис. 4 — зависимость величины базис-вектора Лоудена λ от T (T — отношение реального времени к времени перелета $T_{\text{пер}}$) для тех же траекторий.

Зависимость величины базис-вектора Лоудена от времени позволяет сделать заключение: траектории со временем перелета $T_{\text{пер}} \leq 78$ ч являются локально оптимальными; траектории перелета с $78 \text{ ч} < T_{\text{пер}} < 89$ ч не оптимальны, а значит, в их окрестности существует трехим-

пульсное решение с меньшими энергетическими затратами; траектории с $T_{\text{пер}} \geq 89$ ч локально оптимальны.

Производные от базис-вектора Лоудена по времени в начальный и конечный моменты перелета для оптимальной 77-часовой траектории равны нулю.

По сравнению с результатами, полученными Амарио и Эдельбаумом [8] для попадания в самую точку либрации L_2 с круговой околоземной орбиты с помощью двухимпульсного перелета, энергозатраты при выходе на асимптотическую траекторию существенно меньше (на 18,3%). Однако путем нахождения трехимпульсного семейства решений в окрестности не оптимальных двухимпульсных решений Амарио и Эдельбаум снизили энергетические затраты на попадание в точку либрации до 3457,7 м/с, что сравнимо с затратами на двухимпульсное попадание на асимптотическую траекторию. Нужно, правда, отметить нереальность полученной ими траектории: часть ее вместе с точкой приложения промежуточного импульса лежит под поверхностью Луны. К тому же энергетические затраты двухимпульсного перелета на асимптотическую траекторию могут быть значительно снижены путем оптимального выбора точки прибытия F на асимптотической траектории.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Stumpff K., Weiss E. H. // J. Astronaut. Sci. 1968, 15, N 5. P. 257—261.
[2] Wilson S. W. // AIAA Paper. 1970, N 1061. [3] Byrnes D. V., Hooper H. L. // AIAA Paper. 1970, N 1062. [4] Weiss E. H. // J. Astronaut. Sci. 1969, 16, N 3. P. 121—125. [5] Goodyear W. H. // Astron. J. 1970, 70, N 3. P. 189—192. [6] Pitkin E. T. // J. Astronaut. Sci. 1966, 13, N 5. P. 204—207. [7] Лоуден Ф. Д. Оптимальные траектории для космической навигации. М., 1966. С. 152. [8] D'Amario L. A., Edelbaum T. N. // AIAA Journal. 1974, 12, N 4. P. 455—462. [9] Ри С. Л., Edelbaum T. N. // Ibid., 1975, 13, N 3. P. 333—336.

Поступила в редакцию
13.06.85

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1986. Т. 27, № 5

ФИЗИКА ТВЕРДОГО ТЕЛА

УДК 539.21:537.1; 548:537.1

ФОТОИНДУЦИРОВАННОЕ СЛУЧАЙНОЕ ПОЛЕ В РЕЛАКСАЦИОННОМ ПОЛУПРОВОДНИКЕ

Ю. П. Дрожжев

(кафедра физики полупроводников)

§ 1. Введение. Хорошо известно, что плотность и структура локализованных состояний в аморфных полупроводниках сильно влияют на кинетику электронных процессов. В настоящее время можно считать установленным, что значительная часть локализованных состояний в запрещенной зоне аморфных полупроводников определяется существованием центров с положительной энергией корреляции [1]. Подобные центры могут находиться в различных зарядовых состояниях (D^- , D^0 , D^+) и приводить к появлению системы глубоких уровней в запрещенной зоне полупроводника. Поскольку концентрация подобных центров может быть значительной (согласно [2], появление данных центров обязано собственным дефектам), они играют определяющую роль в рекомбинации неравновесных носителей заряда. В равновесных условиях подавляющая часть центров имеет один электрон и находит-