

УДК 523.68

ЗАПУСК ГАЛАКТИЧЕСКОГО ЗОНДА С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ КРАТНОГО ПЕРТУРБАЦИОННОГО МАНЕВРА

В. Г. СУРДИН

Для разгона межзвездного зонда предлагается многократно совершать пертурбационный маневр в окрестности ближайших к точке старта звезд. При использовании для этой цели белых карликов или нейтронных звезд в принципе возможен разгон зонда до скоростей соответственно в тысячи и десятки тысяч километров в секунду. Необходимое для этого время независимо от начальной скорости зонда составляет $\sim 10^5$ лет в окрестности Солнца, $\sim 10^4$ лет в ядрах шаровых скоплений и ~ 200 лет в ядре Галактики.

Интерес к межзвездным перелетам очевиден: в первую очередь он связан с задачей изучения планетных систем у других звезд. Но хорошо известно, что для осуществления таких перелетов за приемлемые сроки автоматическому зонду необходимо сообщить скорость в тысячи километров в секунду. С помощью химической ракеты такие скорости практически недостижимы. В данной заметке обсуждается возможность увеличения скорости полета зонда с помощью серии пертурбационных маневров в окрестности ближайших к точке запуска звезд. Показано, что в некоторых случаях такой способ является достаточно эффективным.

Пертурбационный маневр уже не раз использовался в практической космонавтике при запуске межпланетных зондов (типа «Пионер», «Вояджер»). Пролет по гиперболической траектории рядом с массивным телом — планетой, звездой — при достаточно малых прицельных параметрах может закончиться приращением скорости зонда на величину $\Delta v \leq 2\sigma$, где σ — скорость массивного тела в инерциальной системе координат.

Единственным условием приращения скорости зонда является требование, чтобы векторы начальных скоростей звезды и зонда были направлены приблизительно навстречу друг другу. Ясно, что при наличии большого числа хаотически движущихся массивных тел пертурбационный маневр можно повторять неоднократно и таким образом значительно увеличить начальную скорость зонда. В определенном смысле предложенный метод аналогичен механизму Ферми ускорения заряженных космических частиц при их взаимодействии с хаотически движущимися замагниченными облаками межзвездного газа. В принципе даже неуправляемый зонд, взаимодействуя со случайно встретившимися звездами, будет в среднем увеличивать свою скорость: к такому выводу приводят самые общие принципы

статистической механики, например, теорема о равнораспределении энергии [4]. Но характерное время этого процесса — время звездно-звездной релаксации — в большинстве областей Галактики превышает космологическое и даже в плотных звездных скоплениях составляет многие миллионы лет; при этом скорость зонда приближается лишь к критической (второй космической) скорости для данной звездной системы [6]. Но при сознательном управлении полетом зонда стохастический процесс его обмена энергией со звездами можно превра-

Таблица 1

Максимальная скорость зонда (v_{max}) и приливное ускорение (a)
при пролете вблизи звезд различного типа

Характеристика	Нормальная звезда (Солнце)	Белый карлик	Нейтронная звезда	
			$r_{min} = r_*$	$r_{min} = 50r_*$
M_*	$1 M_\odot$	$0,7 M_\odot$	$2 M_\odot$	$2 M_\odot$
r_*	$1 R_\odot$	$0,01 R_\odot$	20 км	20 км
$v_\infty^*,$ км/с	617	5165	$163 \cdot 10^3$	$23 \cdot 10^3$
$v_{max},$ км/с	309	2583	$82 \cdot 10^3$	$12 \cdot 10^3$
$a,$ см/с ² {	$\Delta r = 1$ см	8·10 ⁻⁷	0,5	7·10 ⁷
	$\Delta r = 10$ м	8·10 ⁻⁴	540	7·10 ¹⁰
				5·10 ⁵

тить в целенаправленный кратный пертурбационный маневр и тем самым значительно сократить время разгона и значительно увеличить конечную скорость. Стратегия такого маневра состоит в том, что каждый раз в результате пролета мимо очередной звезды зонд направляется в сторону одной из ближайших звезд, движущихся ему навстречу. Это потребует небольших коррекций траектории после каждого пролета.

Пусть M_* и r_* — масса и радиус массивного тела. Для того чтобы однократный пертурбационный маневр был достаточно эффективным ($\Delta v \sim \sigma$), нужно, чтобы угол отклонения траектории зонда от начальной после пролета был $\geq 90^\circ$ (при этом эксцентриситет гиперболической орбиты зонда $e \leq 1/2$) [2]. Естественным условием является также пролет над поверхностью тела ($r_{min} \geq r_*$). Из этих требований вытекает ограничение на скорость зонда после удаления от массивного тела: $v_{max} = 0,5v_\infty^*$, где $v_\infty^* = \sqrt{2GM_*/r_*}$ — критическая (вторая космическая) скорость на поверхности массивного тела.

В табл. 1 приведены значения v_∞^* и соответствующие им v_{max} для некоторых характерных типов звезд, а также величина приливного ускорения на их поверхности ($a = 2GM_*\Delta r/r_*^3$). Для нейтронных звезд рассчитаны эти же характеристики в точке $r_{min} = 50r_*$, т. к. пролет вблизи поверхности нейтронной звезды выглядит нереально по причине колоссального приливного ускорения в этой области. Анализ значений v_{max} показывает, что для внутригалактических перелетов,

вообще говоря, можно ограничиться использованием в качестве «ускорителя» лишь нормальных звезд, но особенно эффективным данный способ становится при использовании пертурбационного маневра вблизи релятивистских звезд — белых карликов и нейтронных звезд. Последние предпочтительнее и с точки зрения нагрева поверхности зонда при пролете вблизи звезды: не слишком молодые белые карлики и нейтронные звезды должны иметь невысокую температуру поверхности, а пролет рядом с ними длится в худшем случае секунды. Это значительно упрощает проблему термостабилизации зонда.

Пусть l — среднее расстояние между звездами в пространстве, а σ — дисперсия их пространственных скоростей. Если при начальной скорости v_0 зонду необходимо сообщить конечную скорость v , нужно совершить около $N = (v - v_0)/\sigma$ пертурбационных маневров. Необходимое для этого время можно оценить как

$$t = \sum_{k=0}^{N-1} \frac{l}{v_0 + K\sigma}.$$

Заменив сумму интегралом, найдем, что

$$t \approx \frac{l}{\sigma} \ln \left[\sigma \left(\frac{v}{\sigma} - 1 \right) / v_0 \right] \approx \frac{l}{\sigma} \ln \frac{v}{v_0}.$$

Величина l/σ зависит лишь от места запуска зонда в Галактике и от выбранного в качестве «ускорителя» звездного населения. Зависимость времени разгона от начальной и конечной скоростей зонда очень слабая (для $10 \leq v_0 \leq 100$ км/с и $300 \leq v \leq 8 \cdot 10^4$ км/с имеем $1 \leq \ln(v/v_0) \leq 9$), и ею можно пренебречь, положив $t \approx 3l/\sigma$ или $t \approx 3/(n''\sigma)$, где n — пространственная плотность числа звезд. В табл. 2 приведены значения n , σ и t для различных звездных населений в некоторых характерных областях Галактики. В основном это данные наблюдений; сделанные нами оценки заключены в скобки.

Легко видеть, что характерное время разгона слабо зависит от того, какое звездное население мы выберем в качестве «ускорителя». В окрестности Солнца это время $\sim 10^5$ лет, в центральной части шарового скопления $\sim 10^4$ лет, а в ядре Галактики ~ 100 лет. В последнем случае эффективность данного метода особенно наглядна. Ранее уже отмечалось, что ядро Галактики представляет несомненный интерес для высокоразвитых цивилизаций «как самое богатое «месторождение» вещества и самый мощный... источник энергии» [3], а также как возможный источник информации в рамках проблемы SETI [9]. Теперь можно добавить к этому и уникальную возможность «бесплатно» и быстро осуществлять в ядре Галактики разгон автоматических (а может быть и пилотируемых?) зондов до скоростей более чем 10^4 км/с. Полет с такой скоростью к периферии Галактики ($R \approx 20$ кпк) будет длиться менее 2 млн. лет.

За пределом центральной части галактического балджа ($R \approx 1$ кпк) характерное время разгона зонда превышает 10^4 лет. Единственными

областями вдали от центра Галактики, где величина t сохраняется относительно небольшой, являются ядра шаровых скоплений. Здесь время разгона зонда не превышает нескольких тысячелетий и при благоприятных обстоятельствах может быть еще уменьшено. Например, использование для пертурбационного маневра компонент тесных двойных систем (на их присутствие в шаровых скоплениях ука-

Таблица 2

Характерное время разгона зонда (t) при использовании различных звездных населений Галактики

Локализация	Население	n , пк $^{-3}$	σ , км/с	t , лет	Литера-тура
Окрестности Солнца	Звезды диска	0,1	45	$1 \cdot 10^5$	[1]
	Звезды гало	0,005	250	$7 \cdot 10^4$	
	Белые карлики	0,05	50	$2 \cdot 10^5$	
Шаровые скопления (ядро M15)	Нейтронные звезды	($\sim 10^{-3}$)	(100)	$3 \cdot 10^5$	[8]
	Нормальные звезды	$4 \cdot 10^4$	18	$5 \cdot 10^3$	
	Белые карлики	($5 \cdot 10^4$)	(20)	$4 \cdot 10^3$	
Ядро Галактики ($R \approx 1$ пк)	Нейтронные звезды	(10^3)	(20)	$2 \cdot 10^4$	[7]
	Белые карлики	(10^6)	250	100	
	Нейтронные звезды	(10^4)	250	500	

зывают вспышки новых звезд и наличие рентгеновских источников [10]) может в несколько раз сократить время разгона, так как орбитальное движение этих звезд происходит со скоростями 100–200 км/с, а осуществляя сближение последовательно с обеими компонентами двойной системы, можно, по-видимому, получить приращение скорости Δv 300–400 км/с. Таким образом, в шаровых скоплениях облегчены условия не только для межзвездной связи [5], но и для межзвездных путешествий.

ЛИТЕРАТУРА

- Аллен К. У. Астрофизические величины. М.: Мир, 1977.
- Дубошин Г. Н. Небесная механика. Основные задачи и методы. М.: Наука, 1968, с. 497.
- Каплан С. А., Кардашев Н. С. В кн.: Проблема поиска внеземных цивилизаций. М.: Наука, 1981, с. 53.
- Ландау Л. Д., Лившиц Е. М. Статистическая физика. М.: Наука, 1976, с. 149.
- Сурдин В. Г. Шаровые звездные скопления как объекты SETI. — Астрон. циркуляр, 1985, № 1357, с. 3–6.
- Чандraseкар С. Принципы звездной динамики. М.: ИЛ, 1948, с. 70.
- Genzel R., Watson D. M., Townes C. H., Dinerstein H. L., Hollenbach D., Lester D. F., Werner M., Storye J. W. V. Far-infrared spectroscopy of the galactic center: neutral and ionized gas in the central 10 parsecs of the Galaxy. Astrophys. J., 1984, v. 276, № 2, p. 551–559.
- Peterson C. J., King I. The structure of star clusters: VI. Observed radii and structural parameters in globular clusters. Astron. J., 1975, v. 80, № 6, p. 427–436.

9. *Vallee J. P., Simard-Normandin M.* Observational search for polarized emission from space vehicles/communication relays near the galactic centre.—*Astron. and Astrophys.*, 1985, v. 243, № 2, p. 274—276.
10. *Verbunt F., van Paradijs J., Elson R.* X-ray sources in globular clusters. *Mon. Notic. of Roy. Astron. Soc.*, 1984, v. 210, № 4, 899—914.

Государственный астрономический институт
им. П. К. Штернберга

Поступила в редакцию
11.XII.1984

ACCELERATION OF GALACTIC SPACE PROBE USING MULTIPLE PERTURBATION MANOEUVRE

V. G. SURDIN

To accelerate a galactic space probe, it is proposed to undertake numerous perturbation manoeuvres in the neighbourhood of stars nearest to the point of start. If white dwarfs or neutron stars are used for this purpose, in principle it is possible to accelerate the probe to velocities up to thousands and dozens of thousands kilometers per second respectively. The necessary time independently of the initial velocity of the probe, equals to $\sim 10^5$ yrs in the solar vicinity, $\sim 10^4$ yrs in the globular cluster nuclei and ~ 200 yrs in the galactic core.