

6. D. W. Boyer. Fluid. Mech., 1960, 9, 3.
7. Г. Броуд. Расчеты взрывов на ЭВМ. Газодинамика взрывов. М.: Мир, 1976.
8. Э. И. Андрианкин, В. С. Звягинцев. ФГВ, 1979, 15, 3.
9. Э. И. Андрианкин, В. С. Звягинцев, С. А. Ивлиев. Динамика сплошной среды в космосе и на земле. М.: ВАГО, 1978.
10. Г. М. Бам-Зеликович. — В кн.: Теоретическая гидромеханика. № 4. М.: Оборонгиз, 1949.
11. С. К. Годунов, А. В. Забродин, Г. П. Прокопов. ЖВММФ, 1961, 1, 6.
12. J. H. Lee, V. H. K. Lee. Phys. Fluids, 1965, 8, 12.
13. Я. Б. Зельдович. ЖЭТФ, 1959, 36, 3.
14. G. Guderley. Luftfahrtforschung, 1942, 19, 9.
15. К. П. Станюкович. Неустановившиеся движения сплошной среды. М.: Наука, 1971.
16. В. П. Коробейников, В. В. Марков, В. В. Путятин. Динамика сплошной среды в космосе и на земле. М.: ВАГО, 1978.
17. Е. А. Берченко, В. П. Коробейников. Докл. АН СССР, 1976, 230, 6.

## РАСЧЕТ ПАРАМЕТРОВ УДАРНЫХ ВОЛН ПРИ ДЕТОНАЦИИ ГОРЮЧИХ ГАЗООБРАЗНЫХ СМЕСЕЙ ПЕРЕМЕННОГО СОСТАВА

*Б. Е. Гельфанд, С. А. Губин, В. Н. Михалкин, В. А. Шаргатов*  
(Москва)

При аварийных выбросах газо- или парообразных топлив образуются горючие топливовоздушные смеси переменного по пространству состава. Распространение детонационных волн в подобных смесях характеризуется переменной скоростью (по участкам смеси разного состава). Внутри участков постоянного состава возможно установление стационарных детонационных волн, могут существовать пересжатые детонационные волны с параметрами, превышающими параметры падающей волны. Параметры воздушных ударных волн, генерируемых при детонации, определяются размером, занимаемым горючей смесью, ее составом и течением за фронтом детонационной волны.

Возможность расчета параметров воздушных УВ при детонации в зависимости от состава смесей представляет большой практический интерес. Правильность расчета определяется корректным выбором предположений, позволяющих построить математическую модель процессов, и сравнением результатов численного анализа с экспериментами.

До недавнего времени расчеты выполняли с использованием предположения о том, что продукты детонации (ПД) представляют не реагирующий газ с постоянным показателем адиабаты [1—3]. В [4, 5] показано, что это предположение приводит к ошибкам при расчете параметров генерируемых в воздухе УВ. При высоких температурах в реальных ПД происходят сложные химические реакции. Можно предположить, что ПД в течение всего процесса расширения имеют равновесный химический состав. При этом молекулярная масса, химический состав и другие параметры состояния ПД отличаются от определяемых в предположении, что ПД газовой смеси — инертный газ с постоянным показателем адиабаты. В [4, 5] для расчета равновесного состояния ПД используется приближенная методика [6], в которой не полностью учитывается зависимость теплоемкости индивидуальных компонентов смеси от температуры.

В данной работе численно исследованы процессы распространения воздушных ударных волн, образующихся при детонации пропановоздушных смесей разного состава, в том числе смеси с переменным по пространству составом.

**Постановка задачи.** Рассмотрим сферическую область радиусом  $r_0$ , заполненную смесью пропана с воздухом (постоянного или переменного состава). По смеси распространяется одномерная сферическая детонационная волна. Изучаются пропановоздушные смеси с отношением горючего к окислителю, задаваемым стехиометрическим отношением  $\alpha = 0,5; 1; 2$ . Для возбуждения детонации требуются существенно разные энергии

иницирования. Смесь с  $\alpha = 0,5$  предельна по составу для инициирования детонации. Однако выбранные смеси позволяют проанализировать влияние их состава на параметры воздушных ударных волн. Горючая смесь переменного с расстоянием состава представляет собой слой горючего фиксированного состава, координаты которых определяются соотношениями:

	$\alpha$	$Q$ , МДж/кг
$0 \leq r \leq 3/7r_0$	0,5	1,4
$3/7r_0 < r \leq 4/7r_0$	1,0	2,29
$4/7r_0 < r \leq 5/7r_0$	2,0	1,9
$5/7r_0 < r \leq 6/7r_0$	1,0	2,29
$6/7r_0 < r \leq r_0$	0,5	1,4

Средний состав смеси соответствует  $\alpha = 0,95$ . Размером области инициирования по сравнению с радиусом всей горючей смеси или одного слоя пренебрегается. Иницирование происходит мгновенно в центре области, занимаемой горючей смесью. Сферическая детонационная волна распространяется из центра с постоянной скоростью. В смеси постоянного состава скорость волны неизменна вплоть до выхода на границу раздела с воздухом, а течение за фронтом определяется автомодельным решением [7] для сферической расходящейся волны.

Для смеси переменного состава предполагается, что одномерная детонационная волна распространяется по первому слою горючего из центра области с постоянной скоростью. Распределение параметров ПД в слое  $0 \leq r/r_0 \leq 3/7$  в момент выхода ДВ на границу раздела со следующим слоем ( $\alpha = 1$ ) определяется автомодельным решением для сферической расходящейся волны. Параметры стационарной детонационной волны характеризуются значениями в плоскости Чепмена — Жуге [8]. Влиянием химпика на течение в зоне за фронтом УВ пренебрегается. Это означает, что ширина зоны реакции ДВ во много раз меньше размера области, занимаемой горючей смесью.

При переходе детонационной волны в слой горючего, где скорость детонации больше (например, из состава с  $\alpha = 2$  в состав с  $\alpha = 1$ ), детонация в последнем инициируется мгновенно. Это предположение равносильно тому, что расстояние, на котором происходит превращение инициируемой ударной волны в детонационную, много меньше размера этого слоя.

В противоположном случае в горючей смеси с меньшей скоростью возникает пересжатая детонационная волна. Расстояние, на котором пересжатая ДВ трансформируется в нормальную детонационную, сравнимо с шириной слоя, занимаемого горючей смесью. Оно определяется исходными параметрами и характером течения за фронтом инициирующей ударной волны.

Предполагается, что ПД в процессе расширения находятся в состоянии химического равновесия. Причем ПД, образовавшиеся в результате детонации различных слоев, не перемешиваются за рассматриваемый промежуток времени, и дожигания их не происходит. При рассмотрении детонации смеси переменного состава влияние последних факторов необходимо учитывать (на влияние процесса дожигания смеси при смешении ПД конденсированного ВВ с воздухом указывается в [9]). Однако в рассматриваемой задаче к воздуху примыкает слой горючей смеси с избытком окислителя ( $\alpha = 0,5$ ), поэтому можно ожидать, что при перемешивании ПД с воздухом дожигания не будет. По-видимому, можно пренебречь энергетическим от дожигания смеси на границах раздела между слоями, так как свободного кислорода в ПД образуется очень мало, а время смешения и дожигания ПД разного состава может превышать характерное время расширения ПД, определяющее интенсивность образующихся ударных волн в воздухе.

В момент выхода детонационной волны на границу раздела областей с разными составами горючих смесей решаются задачи о распаде разрыва

между ПД и реагирующей смесью. После выхода детонационной волны на границу раздела с воздухом решается задача о распаде разрыва между областями, заполненными ПД и воздухом. Эти задачи описываются системой одномерных нестационарных уравнений газовой динамики в сферических координатах в переменных Лагранжа

$$\begin{aligned} \frac{\partial u}{\partial t} &= -r^2 \frac{\partial p}{\partial M}, \quad \frac{\partial E}{\partial t} = -\frac{\partial (pvr^2)}{\partial M}, \\ v &= \frac{r^2 dr}{\partial M}, \quad E = U + 0,5u^2, \quad u = \frac{\partial r}{\partial t}. \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь  $t$  — время;  $M$  — массовая лагранжева координата;  $r$  — эйлерова координата;  $p$ ,  $v$ ,  $u$  — давление, удельный объем, скорость ПД или воздуха;  $U$ ,  $E$  — внутренняя и общая энергия ПД или воздуха. Для ПД  $U$  — есть сумма тепловой и химической (потенциальной) энергии. Изменение внутренней энергии в зависимости от степени реагирования задается в виде

$$U = \varphi U_p + (1 - \varphi) U_d,$$

где  $\varphi$  — массовая доля;  $U_p$  — удельная внутренняя энергия непрореагировавшей исходной смеси;  $U_d$  — удельная внутренняя энергия ПД. Для замыкания системы (1) необходимы уравнения состояния исходной смеси, ПД и воздуха, а также соотношения для скорости реагирования смеси в зоне реакции пересжатой детонационной волны.

Давление и температура ПД при заданных значениях  $U_d$  и  $v_d$  определяются из соотношений, аппроксимирующих изменение параметров при изэнтропическом расширении ПД:

$$\begin{aligned} \ln(p_S) &= a_1 + a_2 \ln v_d + a_3 (\ln v_d)^2 + a_4 (\ln v_d)^3 + a_5 (\ln v_d)^4, \\ \ln(U_{Sd}) &= b_1 + b_2 \ln p_S + b_3 (\ln p_S)^2 + b_4 (\ln p_S)^3 + b_5 (\ln p_S)^4, \\ \ln(T_S) &= c_1 + c_2 \ln v_d + c_3 (\ln v_d)^2 + c_4 (\ln v_d)^3 + c_5 (\ln v_d)^4, \\ c_v &= d_1 + d_2 T + d_3 T^2 + d_4 T^3 + d_5 T^4, \\ 1/\beta &= -\left(\frac{\partial \ln T}{\partial \ln v}\right)_S, \\ U_S &= U_{Sd} - e. \end{aligned} \quad (2)$$

Здесь  $p_S$ ,  $U_S$ ,  $T_S$ ,  $c_v$  — давление, внутренняя энергия, температура и теплоемкость ПД на изэнтропе, проходящей через точку Чепмена — Жуге;  $a_1, \dots, a_5, b_1, \dots, b_5, c_1, \dots, c_5, d_1, \dots, d_5, e$  — коэффициенты, определяемые при аппроксимации зависимостей  $p_S = f(v_d)$ ,  $U_S = f(p_S)$ ,  $T_S = f(v_d)$  и  $c_v = f(T_S)$ , полученных в полном термодинамическом расчете [8].

Уравнение состояния ПД задается соотношениями  $p = f(v_d, U)$ :

$$p = p_S + (U_d - U_S)/(v_d \beta), \quad (3)$$

$$T = T_S + (U_d - U_S)/c_v,$$

что позволяет описать изменения параметров состояния при изэнтропическом расширении ПД и учесть отклонения от изэнтропы за счет необратимых превращений энергии, имеющих место, например при распространении отраженных ударных волн по ПД.

Состояние воздуха описывается уравнением идеального газа

$$p = (\gamma - 1)\rho U,$$

где  $\rho = 1/v$ ;  $\gamma = 1,4$  — отношение удельных теплоемкостей при постоянных давлении и объеме. Параметры пересжатых детонационных волн рассчитываются по уравнению для степени реагирования исходной смеси в зависимости от сжатия в волне

$$\varphi = 1 - (v_0 - v)/(v_0 - v_e), \quad 0 \leq \varphi \leq 1. \quad (4)$$

Здесь  $v_0$  — начальный удельный объем исходной смеси;  $v_e$  — удельный объем ПД в плоскости Чепмена — Жуке для данного состава смеси. Если  $\frac{d\varphi}{dt} > 0$ , то  $\varphi = 0$ . При  $\varphi \leq 0,9$

$$p' = p(1 - \varphi), \quad (5)$$

где  $p$  находится из (3) при  $v_d = v$  и  $U_d = U$ . При  $\varphi > 0,9$   $p' = p_0$  ( $p_0$  — начальное давление в исходной смеси).

Предложенный способ задания степени реагирования в сочетании с уравнениями (2), (3) позволяет рассчитывать распространение детонационных и пересжатых детонационных волн. Поскольку шириной зоны реакции пренебрегается по сравнению с размером слоя горючего, степень реагирования определяется как линейная функция объема  $\varphi = f(V)$  и зависит от сжатия в волне. Похожая методика предлагается в [10] для описания поведения ПД и распространения ДВ в конденсированных ВВ.

Предлагаемый выше подход позволяет моделировать мгновенное инициирование ДВ в слое горючей смеси с более высокими параметрами, чем падающая волна. В этих условиях за фронтом ударной волны  $v > v_{ч.ж}$ ,  $\frac{d\varphi}{dt} > 0$ . Поэтому, согласно (4), (5),  $\varphi = 0$ , и все энерговыделение происходит во фронте УВ. Стационарная детонационная волна возникает на расстоянии, зависящем только от размера ячейки разностной сетки. Размазывание детонационной волны практически не превышает размазывания ее фронта за счет псевдовязкости, определяемой разностной схемой [11]. Это соответствует сделанному предположению о мгновенном инициировании детонации в слое более реакционноспособной смеси.

**Результаты расчетов.** Численные расчеты выполнены при стандартных значениях параметров воздуха для пропановоздушных смесей постоянного состава ( $\alpha = 0,5; 1; 2$ ), а также смеси, зависимость состава которой от расстояния указана ранее. Начальные размеры, занимаемые горючими смесями, одинаковы.

На рис. 1 представлены зависимости давления от относительного расстояния  $\lambda = r/r_0$  в детонационных волнах, распространяющихся по слоям горючей смеси разного состава. Видно, что в моменты времени

$$\tau_1, \tau_2, \tau_3 \left( \tau = \sqrt{\frac{p_0}{\rho_0}} t / r_0 \right)$$

по слоям горючей смеси состава  $\alpha = 0,5$  и 1 распространяются стационарные ДВ. Хорошо видны также отраженные от границ между слоями горючей смеси ударные волны, распространяющиеся к центру. При переходе ДВ из слоя горючего с  $\alpha = 0,5$  в слой с  $\alpha = 1$  в последнем инициируется пересжатая детонационная волна, а по продуктам детонации в обратном направлении распространяется отраженная УВ. Пересжатая ДВ трансформируется в стационарную на сравнительно небольшом расстоянии при  $r > 4/7 r_0$ . На рис. 1 показано распространение установившейся детонационной волны по слою горючего, расположенного на расстоянии  $4/7 < r/r_0 \leq 5/7$ , с параметрами, соответствующими составу  $\alpha = 2$ . При падении этой волны на слой горючего  $5/7 < r/r_0 < 6/7$  в нем мгновенно инициируется ДВ с параметрами, как при  $\alpha = 1$ . Пересжатая детонационная волна возникает и распространяется по всей длине последнего слоя горючего  $6/7 < r/r_0 \leq 1$  с  $\alpha = 0,5$ .

Высокая точность расчета параметров пересжатой детонации иллюстрируется данными таблицы, где представлены значения скорости газа за фронтом волны  $u$ , скорости распространения равновесных ударных волн  $D$ , а также давления и плотности, рассчитанные по уравнениям (1)–(3), и значения, полученные из полного термодинамического расчета [8].

На рис. 2 приведены зависимости максимального давления на фронте воздушных ударных волн от расстояния. Видно, что интенсивность воздушных УВ, образующихся при детонации горючей смеси переменного по пространству состава, близка к интенсивности УВ, генерируемых в воздухе при детонации горючей смеси постоянного состава с  $\alpha = 2$ .

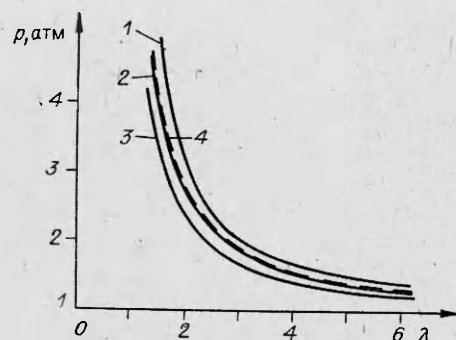
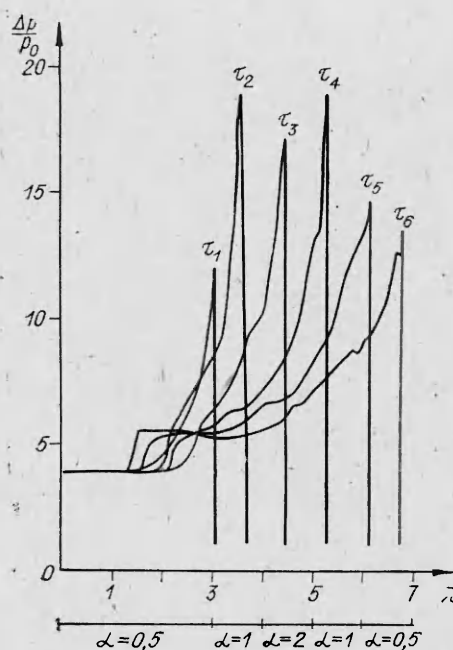


Рис. 2. Зависимость максимального давления на фронте воздушных ударных волн от расстояния для смесей постоянного состава  $\alpha = 2$  (1), 1 (2), 0,5 (3) и смеси переменного состава (4).

Рис. 1. Зависимость давления от расстояния  $\lambda = r/r_0$  в детонационных волнах, распространяющихся по слоям горючей смеси различного состава.

$$\tau_1 = 1,081 \cdot 10^{-2}; \tau_2 = 2,110 \cdot 10^{-2}; \tau_3 = 3,139 \cdot 10^{-2}; \\ \tau_4 = 5,198 \cdot 10^{-2}; \tau_5 = 7,256 \cdot 10^{-2}; \tau_6 = 8,870 \cdot 10^{-2}.$$

В этом случае масса эквивалентного заряда тротила горючей смеси переменного состава равна массе эквивалентного заряда ТНТ горючей смеси постоянного состава с  $\alpha = 2$  ( $m_{\text{ТНТ}} = 4/3\pi r_0^3 \rho Q/Q_{\text{ТНТ}}$ ,  $Q_{\text{ТНТ}} = 4,184$  МДж/кг).

Рис. 3 иллюстрирует влияние состава горючей смеси на ход зависимости кинетической и внутренней энергии ударных волн, образующихся в воздухе, от расстояния. Здесь по оси ординат отложены отношения кинетической энергии  $U_{\text{кин}}/(Q(\alpha)m)$  и изменения внутренней энергии  $U/(Q(\alpha)m)$  воздуха к теплоте взрывчатого превращения смеси данного состава  $Q(\alpha)$  и массы смеси  $m$ . Для смеси переменного состава значения кинетической и внутренней энергии относятся к постоянному значению  $\alpha = 1$  (рис. 3, 4, 4'). Эти зависимости близки к подобным кривым для смеси постоянного состава с  $\alpha = 2$ .

Сравнение расчетных зависимостей импульса воздушных ударных волн от расстояния с экспериментальными данными представлено на рис. 4. Отметим, что с расчетной зависимостью 1 хорошо согласуются экспериментальные данные для горючих смесей углеводородов с воздухом или кислородом разного состава, в том числе и для пропановоздушной смеси переменного с расстоянием состава. Из рис. 4 следует, что в принятых безразмерных координатах на совпадение расчетных значений импульса воздушных УВ на различных расстояниях для всех смесей углеводородных топлив с воздухом или кислородом не влияет состав

Состав смеси	Расчет по уравнениям (1)–(3)				Термодинамический расчет [8]		
	$u \cdot 10^{-3}$ , м/с	$D \cdot 10^{-3}$ , м/с	$p$ , атм	$\rho$ , кг/м <sup>3</sup>	$D \cdot 10^{-3}$ , м/с	$p$ , атм	$\rho$ , кг/м <sup>3</sup>
$C_2H_6 + \text{воздух}$	0,936	1,60	18,8	2,87	1,60	18,8	2,87
	1,091	1,70	23,1	3,32	1,69	23,1	3,34
	1,226	1,80	27,3	3,73	1,79	27,2	3,77
	1,35	1,90	31,6	4,12	1,89	31,4	4,19
$\alpha = 0,5$	0,954	1,80	21,8	2,61	1,80	22,1	2,60
	1,142	1,90	27,2	3,07	1,90	27,7	3,07
	1,29	2,00	32,2	3,45	2,00	32,7	3,45

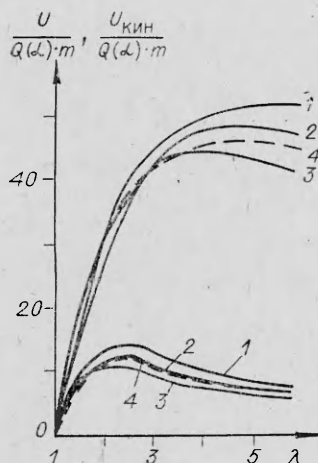


Рис. 3. Зависимость изменения кинетической и внутренней энергии в воздушных ударных волнах между фронтом УВ и контактной поверхностью от расстояния.  
 1—3 — кинетическая энергия, 1'—3' — внутренняя энергия для  $\alpha=1$ ; 2; 0,5 соответственно.

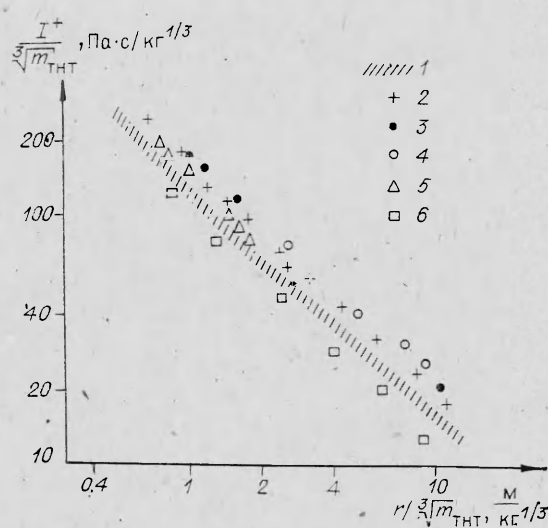


Рис. 4. Зависимость приведенных значений импульса от приведенного расстояния.  
 1 — пропановоздушные смеси; 2 —  $\text{CH}_4 + 2\text{O}_2$  [12]; 3 —  $\text{C}_2\text{H}_2 + 2,5\text{O}_2$  [13]; 4 —  $\text{C}_2\text{H}_4 + 3\text{O}_2$  [13]; 5 —  $2\text{H}_2 + \text{O}_2$  [14]; 6 —  $\text{C}_2\text{H}_2 + \text{воздух}$  [15].

горючей смеси. Эта универсальная зависимость — проявление общего закона подобия для параметров воздушных ударных волн, образующихся при детонации горючих смесей. Она может быть использована для оценки импульса ударных волн в воздухе. В приведенных энергетических координатах зависимость импульса и давления воздушной ударной волны от расстояния описываются уравнениями

$$\lg \frac{I}{\sqrt[3]{m_{\text{ТНТ}}}} = 2,11 - 0,97 \lg \frac{r}{\sqrt[3]{m_{\text{ТНТ}}}} + 0,04 \left( \lg \frac{r}{\sqrt[3]{m_{\text{ТНТ}}}} \right)^2$$

$$\lg \frac{\Delta p}{p_0} = 0,65 - 2,18 \lg \frac{r}{\sqrt[3]{m_{\text{ТНТ}}}} + 0,52 \left( \lg \frac{r}{\sqrt[3]{m_{\text{ТНТ}}}} \right)^2$$

Поступила в редакцию 26/XII 1983,  
 после доработки — 23/IV 1984

ЛИТЕРАТУРА

1. А. А. Гриб. ПММ, 1944, 8, 3, 169.
2. К. П. Станюкович. Неустановившиеся движения сплошной среды. М.: Наука, 1971.
3. С. А. Ждан. ПМТФ, 1975, 6, 69.
4. С. А. Ждан, В. И. Феденок. ФГВ, 1982, 18, 6, 103.
5. С. А. Ждан. ФГВ, 1983, 19, 1, 131.
6. Ю. А. Николаев, П. А. Фомин. ФГВ, 1982, 18, 1, 61.
7. Л. И. Седов. Методы подобия и размерности в механике. М.: Наука, 1965.
8. С. А. Губин, С. М. Когарко, В. В. Одинцов. — В кн.: Проблемы технологического горения. Черногловка, 1981.
9. Э. Э. Лин, А. И. Фунтиков. ФГВ, 1979, 15, 5, 136.
10. Ch. L. Mader. Numerical Modeling of Detonation. Berkely, London, 1977.
11. А. А. Самарский, Ю. П. Попов. Разностные схемы газовой динамики. М.: Наука, 1975.
12. С. М. Когарко, В. В. Адушкин, А. Г. Лямин. ФГВ, 1965, 1, 2, 22.
13. D. Desbordes, N. Manson, J. Brossard. Acta Astron., 1978, 5, 10—11.
14. Fishburn. Acta Astron., 1976, 3.
15. В. П. Кочегаров. — В кн.: Тр. МИСИ им. В. В. Куйбышева, № 161. М., 1978.