

О ВОЗМОЖНОСТИ СУЩЕСТВОВАНИЯ УСТОЙЧИВОГО ПЛАМЕНИ ПРИ ДИФФУЗИОННОМ ГОРЕНИИ ВОДОРОДА В СВЕРХЗВУКОВОМ ПОТОКЕ ВОЗДУХА

*Р. С. Тюльпанов, О. В. Прицкер, Л. В. Стырон,
В. Н. Тарарин*

(Новосибирск)

В исследовании сверхзвукового горения ряд вопросов, особенно воспламенение и стабилизация пламени, изучен еще недостаточно. В частности, это касается определения условий и места воспламенения струи водорода в сверхзвуковом потоке воздуха в закрытом канале. Исследованию этого вопроса и посвящена настоящая работа.

Рабочая часть установки представляла собой канал 30×30 мм со сверхзвуковым потоком воздуха ($M \approx 2,0$) на входе. В боковые стенки рабочей части устанавливались кварцевые пластины. Водород подавался в сверхзвуковой поток через плоское сопло $1,7 \times 22$ мм, установленное по центру канала со скоростью, близкой к звуковой (рис. 1). Подробное описание экспериментальной установки и методики определения выгорания по тракту канала приведено в работе [1]. Подогрев воздуха, подающегося в сверхзвуковой канал, производился сжиганием в камере сгорания части водорода, а не керосина, как в работе [1].

Определение параметров потока: температуры торможения $T_{0г}$, числа M и коэффициента выгорания ϕ по тракту канала, производилось по одномерным уравнениям газовой динамики, и это определение, несомненно, весьма приближенно. Однако поскольку большинство опытов соответствовало режимам, близким к режимам запирания (малые коэффициенты избытка воздуха α) в длинных трубах, то как следует из работы [2], применение этих уравнений оправдано.

Как показали эксперименты, проведенные с плоской струей водорода в этих условиях, минимальная температура торможения потока воздуха T_0 , при которой происходило воспламенение струи, составляла 1370 К. Эта температура много выше, чем при подогреве воздуха сжиганием керосина, что свидетельствует об иницирующем воздействии частиц сажи, образующейся при первом способе нагрева воздуха, на процесс воспламенения. Процесс же горения струи водорода в меньшей

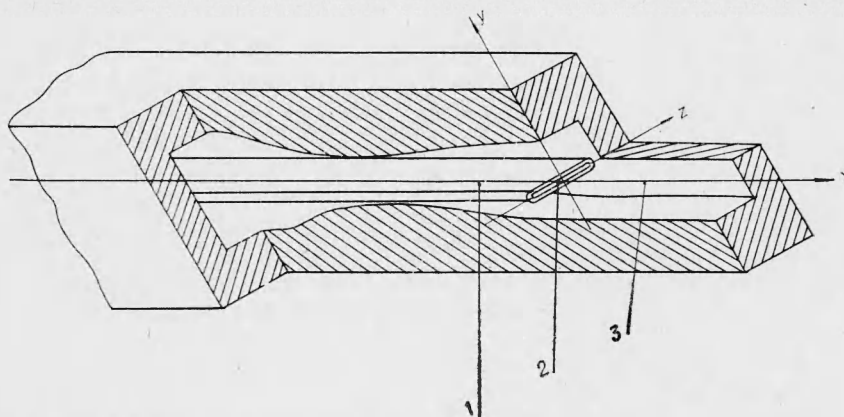


Рис. 1. Схема ввода плоской струи водорода в сверхзвуковой поток.
1 — водородное сопло; 2 — щель для выхода струи водорода; 3 — сверхзвуковой канал.

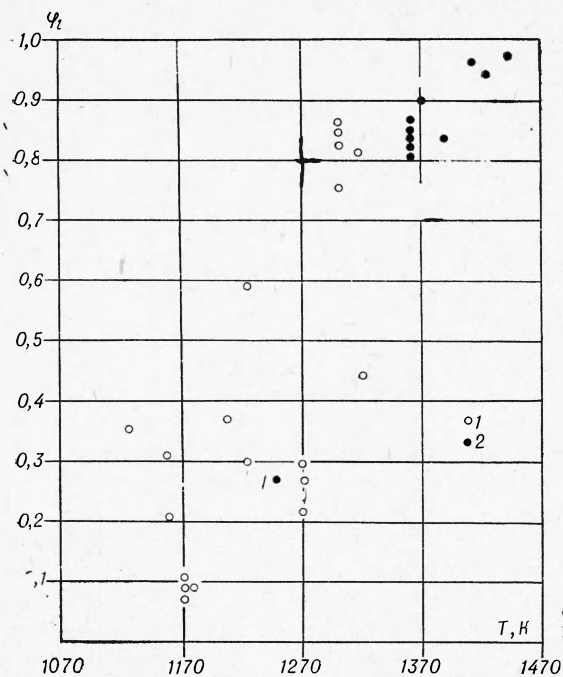


Рис. 2. Зависимость коэффициента выгорания ϕ на длине факела 60 мм от начальной температуры потока при подогреве потока сжиганием керосина (1) и водорода (2).

степени зависел от способа нагрева, так как длина факела уменьшалась с ростом начальной температуры потока по зависимости, найденной в предыдущем исследовании (рис. 2).

На рис. 2 приведены значения ϕ на расстоянии 60 мм от места воспламенения. Для $T_0 = 1450$ К это расстояние соответствует длине факела ($\phi = 0,95$), при уменьшении T_0 длина факела увеличивается и соответственно значения ϕ уменьшаются. Такая зависимость была истолкована в работе [1] как свидетельство сильного влияния кинетики реакций на общий процесс выгорания. По-видимому, требуется провести более тщательный анализ этой зависимости, для чего необходимо про-

вести точные замеры скорости струи и полей скоростей в сверхзвуковом потоке при различных T_0 , чтобы уточнить влияние измерений коэффициентов турбулентного обмена.

В диапазоне $T_0 = 1370 \div 1450$ К при значении суммарного коэффициента избытка воздуха $\alpha = 5,0$ воспламенение происходило на значительных расстояниях от ввода струи водорода (≈ 160 мм) независимо от начальной температуры потока. На рис. 3 показано изменение параметров потока по длине канала в одном из опытов. Начало воспламенения соответствует точке расхождения эпюр давления для режима без подачи водорода и при горении струи водорода. Из рассмотрения изменения параметров потока вдоль канала в отсутствие горения следует, что термодинамическая температура возрастает, а число M и соответственно скорость потока заметно падают. Это связано в значительной степени с «загрязнением» сверхзвукового потока косыми скачками уплотнения. Избежать последних даже в хорошо спроектированном сопле не удается, и отражение скачки распространяются дальше в рабочей части установки. Они хорошо просматривались в поле зрения теплововского прибора, куда помещалась рабочая часть канала.

Весьма вероятно, что скачки уплотнения оказывают инициирующее действие на воспламенение и определяют его местоположение. На это указывает следующий факт. При температурах потока на 100° ниже полученной температуры воспламенения в условиях данной установки был искусственно осуществлен косой скачок большей интенсивности, чем существующие при искусственно невозмущенном течении. Скачок был организован введением тонкой пленки высотой 1 мм по всей ширине канала со стороны нижней поверхности на расстоянии $l = 280$ мм от выхода водородной струи. Изменение параметров в этом скачке соответствует изменению p, T_0 и M на рис. 4 на этом расстоянии. При этом сразу за скачком происходило воспламенение, о чем свидетельствовало расхождение эпюр давления для «холодного» и «горячего» режимов.

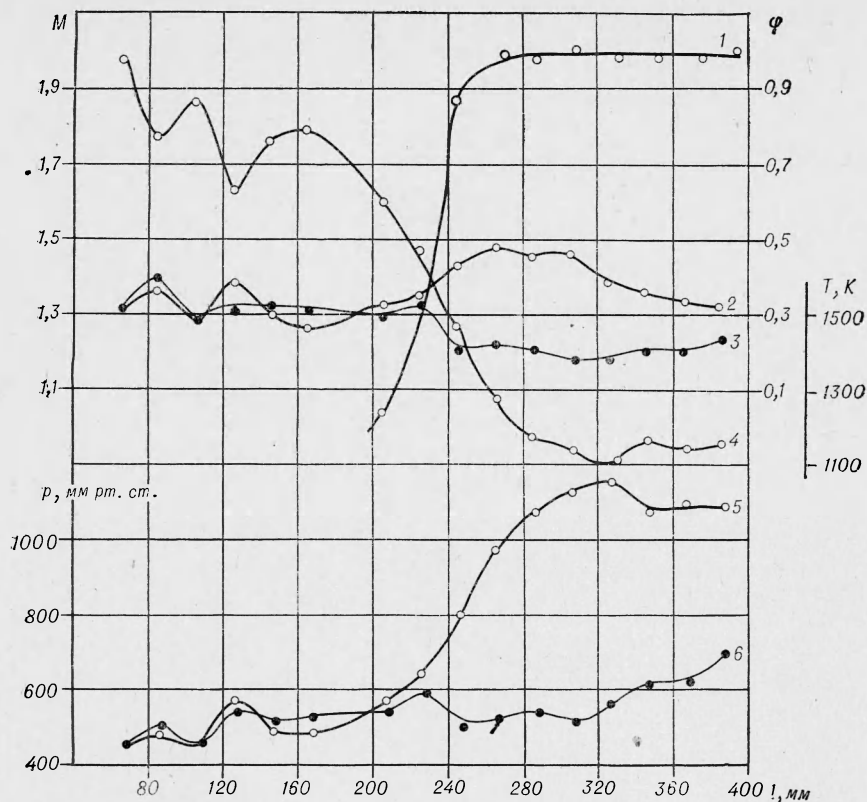


Рис. 3. Изменение параметров потока; $T_0 = 1450$ K, $M = 2$, $\alpha = 4,74$.
1 — φ ; 2 — $T_{гор}$; 3 — $T_{хол}$; 4 — $M_{гор}$; 5 — $p_{гор}$; 6 — $p_{хол}$.

Характерно, что расчетное значение φ для этого режима согласуется с общей зависимостью, приведенной на рис. 2 (точка I), что свидетельствует о едином механизме горения для всех проведенных опытов.

Из рис. 2—4 видно, что зона горения имеет все же недостаточную протяженность по оси потока (≈ 60 мм и более). Однако эта суммарная характеристика еще ничего не говорит о действительной ширине зоны горения в определенном месте диффузионной струи. Распределение концентраций водорода по оси y при перемешивании плоской струи в сверхзвуковом потоке довольно неравномерно, хотя и отмечается, что при наличии горения смешение идет интенсивнее, чем в «холодном» потоке [5]. Поэтому в струе существуют области с оптимальным для воспламенения соотношениями компонентов.

Оценим, может ли осуществиться стабилизация турбулентного диффузионного пламени водорода в сверхзвуковом потоке. Для этого по крайней мере необходимо устойчивое воспламенение в месте диффузионной струи, где соотношения компонент оптимальны, т. е. для этого места должно выполняться равенство скоростей турбулентного пламени и потока ($w = \vec{u}$). Это условие, характерное для гомогенной смеси, является верхней оценкой возможности осуществления стабилизации в диффузионном пламени, так как соответствует кинетическому режиму. Условная скорость распространения в диффузионном пламени при высоких T_0 будет, как правило, меньше.

Рассмотрим элементарный объем смеси в диффузионной струе. Считаем его состав локально гомогенным, т. е. таким, что в пределах некоторого объема, малого по сравнению с характеристическим размером, определяющим смешение (лагранжевым масштабом), смешение проис-

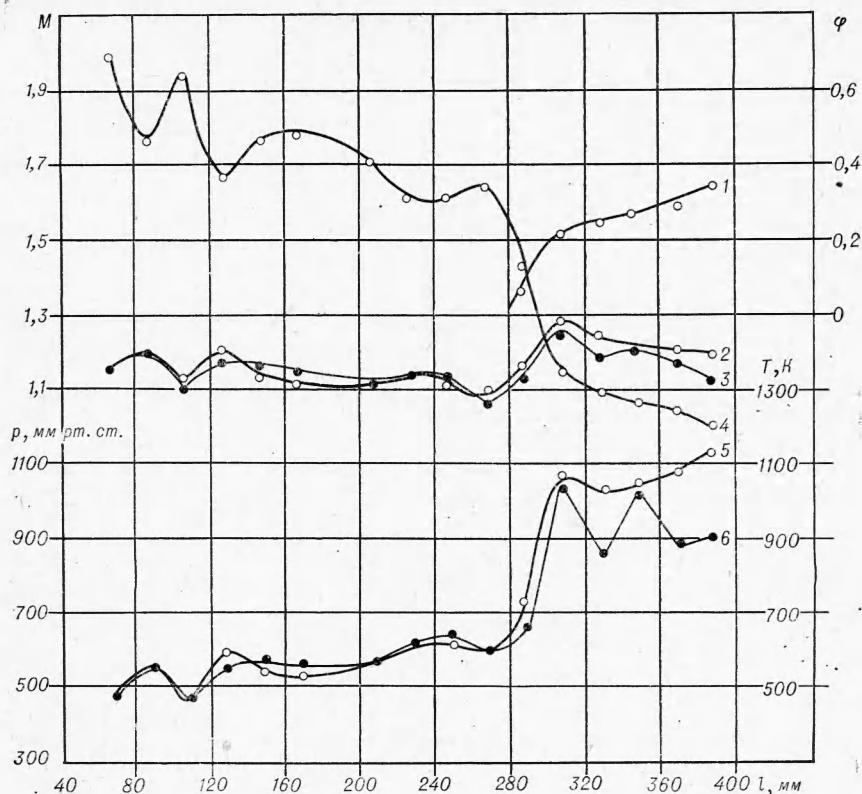


Рис. 4. Изменение параметров потока с организацией искусственного косого скачка; $T_0=1250$ K, $M=2$, $\alpha=11,8$ (обозначения аналогичны рис. 3).

ходит на молекулярном уровне. В силу больших коэффициентов ускоренной молекулярной диффузии для водородно-воздушных смесей в сверхзвуковом потоке, полученных в работе [6], это кажется достаточно справедливым.

Требуется решить систему уравнений гидродинамики совместно с уравнениями сохранения. Естественно, что такое решение возможно при очень грубых упрощениях. Рассмотрим характер этих упрощений. Уравнения сохранения субстанции имеют вид:

$$\frac{\partial m_i}{\partial \tau} + \vec{u} \text{grad } m_i = -\text{div } \vec{J}_i + R_i, \quad (1)$$

где $\vec{u}$ — вектор скорости в данной точке и $\vec{J}_i$ — вектор потока субстанции m_i , определяемый молекулярными процессами; R_i — источник или сток данной субстанции; m_i — вид субстанции (концентрация компонента или теплосодержание); τ — время.

Наличие химических реакций в турбулентном потоке, обладающих экзотермическим эффектом, приводит к сильному взаимодействию поля R_i с полями $\vec{u}$ и $\vec{J}_i$. Экспоненциальный характер зависимости R_i от температуры, а также сложный нелинейный характер зависимости R_i , $\vec{u}$, $\vec{J}_i$ от температуры и концентрации компонентов сильно усложняет задачу.

Однако для задачи воспламенения можно сделать некоторые приближения, позволяющие упростить рассматриваемые уравнения. Будем считать, что характеристики турбулентности соответствуют их значениям в потоке без горения. Это обстоятельство, а также рассмотрение по-

тока в канале постоянного сечения, позволяет не принимать во внимание зависимость поля $\vec{u}$ от $\vec{J}_i$ и R_i . Считая поле турбулентности в ядре потока изотропным и однородным, можно представить также конвективные члены, записанные для пульсационных величин, как градиентные с некоторыми эффективными коэффициентами турбулентного обмена. Считая также, что значения этих коэффициентов близки для переноса различных субстанций (числа Льюиса $L \approx 1$) и много больше их молекулярных аналогов, после осреднения по времени уравнения сводятся к одному уравнению (для определенности — температурному) для локальной области, обладающей определенным составом компонентов.

Тогда для стационарного процесса, обеспечивающего устойчивое положение фронта горения, уравнение (1) в одномерном приближении будет иметь следующий вид:

$$\left[(a_0 + a_T) \frac{d^2}{dx^2} - w \frac{d}{dx} \right] \langle T \rangle = \langle \Phi(T) \rangle \quad (2)$$

с условиями

$$\langle T \rangle /_{x=-\infty} = T_{0_{\text{хол}}}; \quad \langle T \rangle /_{x=\infty} = T_{0_{\text{гор}}},$$

где a_0 и a_T — коэффициенты молекулярного и турбулентного переноса; $\Phi(T)$ — функция тепловыделения. Это уравнение может быть сведено посредством операций, изложенных в работе [3], к безразмерному виду и решено для случая известных характеристик потока. Подробное исследование решения для реакций первого порядка приводится в работе [3]. Решение этого уравнения, при различных значениях $T_{0_{\text{хол}}}$ и $\Delta T = T_{0_{\text{гор}}} - T_{0_{\text{хол}}}$, удобно представить в виде зависимости скорости распространения фронта горения w от $T_{0_{\text{хол}}}$ с параметром ΔT , определяющим перепад температур для различных составов, соответствующих различным концентрациям компонентов (H_2 , O_2 , N_2 , H_2O).

В литературе имеется ряд работ, указывающих на первый порядок реакции разбавленных водородно-кислородных смесей для температур $1190 \div 1450$ К, и это обстоятельство использовалось при проведении расчетов. Численные значения кинетических констант были взяты из работы [4]. Необходимые для расчетов значения среднеквадратичных пульсаций скорости, масштаба турбулентности и коэффициента турбулентной диффузии в потоке в отсутствии горения были определены ранее [6].

На основании численного счета, выполненного в соответствии с работой [3], были найдены значения скоростей распространения фронта горения для нескольких температур и оптимальных условий по концентрациям. В результате этого счета в диапазоне, где теория, развитая в [3], справедлива, была получена зависимость скорости распространения фронта горения от температуры потока (рис. 5). На этом же графике нанесена кривая зависимости скорости в ядре потока от температуры, рассчитанная по параметрам потока в месте воспламенения ($l \approx 180$ мм от ввода струи водорода). Так как воспламенение происходило за пределами начального участка струи и отношение скорости струи к скорости потока в начальном сечении ≈ 1 (точные цифры указать нельзя), то поправка на примесь водорода будет незначительна для оценки порядка величины скорости потока. Из сопоставления величин u и w даже для максимального значения $\Delta T = 1500^\circ\text{C}$ видно, что необходимое условие для устойчивого воспламенения в произвольном месте диффузионной струи не выполняется.

Приведенные в статье наблюдения и расчеты свидетельствуют о том, что необходимым условием устойчивого воспламенения водородной струи в канале со сверхзвуковым потоком является косой скачок доста-

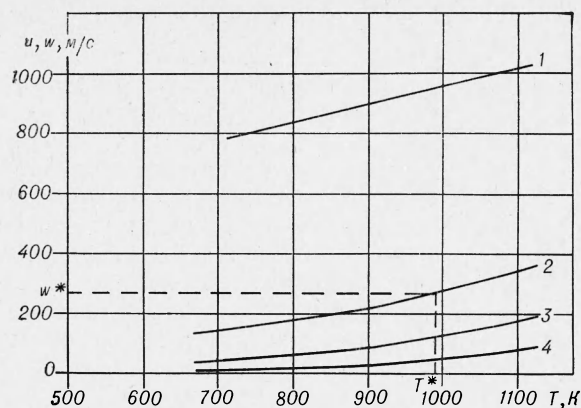


Рис. 5. Зависимость скорости потока и возможной скорости фронта горения от начальной температуры потока. (Значение термодинамической температуры T^* соответствует $T_0 = 1850$ К и $M = 2$).
 $1 - u = f(T)$; $2 - \Delta T = 1500$ К; $3 - \Delta T = 1000$ К; $4 - \Delta T = T_{0\text{гор}} - T_{0\text{хол}} = 500$ К.

точной интенсивности, за которым стабилизируется пламя. Величина скачка при сравнительно высоких начальных температурах потока ($T_{0r} > 1350$ К) может составлять небольшую величину $\Delta p \approx 50\text{—}100$ мм рт. ст. (см. рис. 3). С понижением этой температуры до 1250 К скачок, за которым осуществляется устойчивое воспламенение, составляет уже значительно большую величину (в опыте с искусственным скачком на рис. 4 $\Delta p = 350$ мм рт. ст.). Однако простое увеличение температуры, соответствующее этим скачкам, не может привести к устойчивому воспламенению даже в области диффузионной струи с оптимальными значениями компонентов. Это следует из расчетов и сопоставления u и w , приведенных на рис. 5. По-видимому, устойчивое воспламенение диффузионной струи водорода, проходящей через косые скачки, осуществляется по детонационному механизму в некоторой области струи, где соотношения компонентов оптимальны и течение в локальных областях становится дозвуковым. При этом в остальной части струи и потоке течение остается сверхзвуковым и общие характеристики, измеренные по эпюре давления, не могут зарегистрировать эти процессы, так как по суммарным характеристикам в сечении течение остается сверхзвуковым. Достаточно большая протяженность зоны горения свидетельствует о том, что от этих мест, где осуществляется устойчивое воспламенение, происходит распространение наклонного турбулентного пламени по остальной части диффузионной струи. Непосредственные эксперименты, проведенные в замкнутом сосуде [7], показали на возможность такого механизма воспламенения диффузионной струи водорода за ударной волной. Наличие частиц сажи в лотке существенно улучшает условие воспламенения струи водорода в сверхзвуковом потоке, длина же пламени практически не зависит от присутствия этих частиц.

Авторы выражают благодарность Н. М. Алексееву, П. Ф. Екимову, Д. Г. Черных, Л. С. Мироновой за помощь в проведении экспериментов и обработке материалов.

Поступила в редакцию
28/VIII 1974

ЛИТЕРАТУРА

1. Р. С. Тюльпанов, О. В. Прицкер. ФГВ, 1972, 8, 1.
2. Е. С. Щетинков. ФГВ, 1973, 9, 4.
3. В. С. Баушев, В. Н. Вилунов. ПМТФ, 1972, 3.

4. Р. И. Солоухин. Ударные трубы для физико-химических исследований. Новосибирск, Изд-во СО АН СССР, 1966.
5. В. Н. Строкин. Горение и взрыв. М., «Наука», 1972.
6. Н. М. Алексеев, Р. С. Тюльпанов. ФГВ, 1974, 10, 5.
7. P. Wolanski, S. Wojeicki. XIV-th Symposium (International) on Combustion, Pittsburg, 1972.

УДК 536.24

ТЕПЛОВЫЕ РЕЖИМЫ ТЕЧЕНИЯ ХИМИЧЕСКИ РЕАГИРУЮЩЕЙ ВЯЗКОЙ ЖИДКОСТИ В ТРУБЕ КОНЕЧНОЙ ДЛИНЫ

А. М. Столин

(Москва)

При течении инертной жидкости в круглой трубе конечной длины для случая заданного перепада давления $\Delta p = \text{const}$, распределенного по длине трубы, диссипативное тепловыделение приводит к существованию двух устойчивых стационарных режимов течения — низкотемпературного и высокотемпературного — с гистерезисным скачкообразным характером переходов между ними [1]. Эти переходы протекают по законам теплового воспламенения и потухания [1, 2]. Для случая заданного расхода жидкости $Q = \text{const}$ это явление отсутствует. Рассмотрение совместного действия химического и диссипативного тепловыделений было проведено лишь для непроточных моделей, в которых время пребывания жидкости не ограничено [3, 4]. В этих условиях течения возможны режимы теплового взрыва химической и гидродинамической природы.

Цель настоящей работы — выяснение особенностей теплового режима течения вязкой реагирующей жидкости в трубе конечной длины, обусловленных взаимодействием диссипативного и химического тепловыделений. Рассмотрение проведено для случаев $Q = \text{const}$ и $\Delta p = \text{const}$.

Постановка задачи

Рассмотрим задачу о стационарном тепловом режиме течения вязкой несжимаемой жидкости в круглой трубе радиуса r_0 и длиной l . Исходная система уравнений с учетом диссипации энергии и тепловыделения от химической реакции в рамках приближений, сформулированных и обоснованных в [1], имеет вид:

$$c\rho \frac{Q}{\pi r_0^2} \frac{dT}{dz} = Q_0 w(T) + \frac{8Q^2}{\pi^2 r_0^6} \mu(T) - \frac{2\alpha}{r_0} (T - T_0),$$

$$\Delta p = \frac{8Q}{\pi r_0^4} \int_0^l \mu(T) dz. \quad (1)$$

Здесь w — скорость реакции, μ — вязкость жидкости, T — температура жидкости, T_0 — температура окружающей среды, Q — расход жидкости, $\Delta p = p(0) - p(l)$ — перепад давлений между входом и выходом трубы, c — теплоемкость, ρ — плотность, α — коэффициент теплоотдачи, Q_0 — тепловой эффект реакции, z — продольная координата.