

страшить на слабо затупленные тела закон подобия, к-рый был ранее сформулирован для заостренных тонких тел; при этом к параметру подобия $K = M\tau$ добавляется параметр $K^* = c_x^{1/2} d / \tau^{1+2/\nu}$, характеризующий влияние затупления независимо от его формы (c_x — аэродинамич. коэф. сопротивления затупления). Коэф. сопротивления C_x тела с затупленным передним концом выражается при этом ф-лой $C_x = \tau^2 F(\gamma, K, K^*)$, к-рая, как и др. результаты аналогии со взрывом, хорошо подтверждается экспериментами и расчётами обтекания тел с разной формой затупленной части по полным ур-ниям газовой динамики.

Гиперзвуковое течение вязкого газа. Применительно к модели вязкого и теплопроводного газа асимптотич. теория ур-ний газовой динамики при $1/M \rightarrow 0$ является более сложной, чем для идеального газа. Для решения задач гиперзвукового обтекания тел в зависимости от значений *Рейнольдса* числа Re (уменьшающегося с увеличением высоты полёта), а также от значений др. характерных параметров — ϵ , N , $N^{-\omega}$ (ω — показатель степени в зависимости коэф. вязкости μ от темп-ры: $\mu \sim T^\omega$) используются разл. асимптотич. модели. При больших значениях числа Re ($Re > 10^6$) пользуются асимптотич. моделями идеальной жидкости в сочетании с теорией пограничного слоя (ламинарного или турбулентного), учитывая физ.-хим. процессы, происходящие в газе при высокой темп-ре. С уменьшением числа Re от 10^6 всё большую часть области течения между ударной волной и телом начинает занимать слой со значит. влиянием вязкости, так что необходимо учитывать обратное влияние пограничного слоя на внеш. поток, а также влияние на пограничный слой поперечного градиента скорости во внеш. потоке.

При $Re < 10^5$ слой с влиянием вязкости занимает всю область между волной и поверхностью тела. Для расчёта течения в этом слое используются т. н. параболлизированные ур-ния Навье — Стокса, где не учитываются производные от вязких напряжений в направлении вдоль обтекаемой поверхности. Граничные условия на внеш. границе слоя получаются при этом из рассмотрения внутр. структуры ударной волны с учётом вязкости. Такая модель наз. моделью вязкого ударного слоя. При дальнейшем уменьшении числа Re ($Re < 10^3$) уже нельзя пренебречь толщиной ударной волны сравнительно с толщиной слоя газа между ней и обтекаемым телом. Этому в условиях земной атмосферы соответствуют столь низкие значения плотности газа, при к-рых газодинамич. модель сплошной среды должна заменяться молекулярно-кинетич. моделью. Теория Г. т. газа смыкается здесь с теорией разреженных газов (см. *Динамика разреженных газов*).

Системы ур-ний, описывающие Г. т. вязкого газа с происходящими в нём физ.-хим. превращениями и процессами переноса — теплопроводностью и диффузией компонент газа, сложны, поэтому осн. количеств. результаты, необходимые при решении задач прикладного характера (напр., при расчёте теплозащиты космич. аппаратов, входящих в атмосферу Земли или др. планет), получают из экспериментов или при помощи численных методов решения ур-ний с использованием ЭВМ.

При исследовании Г. т. большое значение имеют эксперим. исследования как моделей летат. аппаратов и их элементов, так и исследования общего характера, к-рые проводятся для изучения осн. свойств течений газа и проверки выводов теории. Переход от умеренных сверхзвуковых скоростей к гиперзвуковым значительно усложняет проблему моделирования (см. *Аэродинамический эксперимент, Аэродинамическая труба*).

Теория Г. т. газа, помимо её использования в задачах аэродинамики, находит применение и в др. областях науки. Она тесно связана с теорией нестационарных процессов в газах, сопровождаемых возникнове-

нием и распространением сильных ударных волн, с проблемами космич. газодинамики (обтекание планет солнечным ветром, взаимодействие солнечного ветра с галактич. газовым потоком, истечение газа в двойных звёздных системах и др.), а также с проблемой движения метеорных тел в атмосфере Земли.

Лит.: Черны й Г. Г., Течения газа с большой сверхзвуковой скоростью, М., 1959; Хейз У.-Д., Проблемы и Р.-Ф., Теория гиперзвуковых течений, пер. с англ., М., 1962; Лун в В. В., Гиперзвуковая аэродинамика, М., 1975; Hayes W. D., Probst R. F., Hypersonic Flow theory, v. 1, 2 ed., N.Y., 1966; Oswatitsch K., Spezialgebiete der Gasdynamik, W.—N.Y., 1977. Г. Г. Чёрный.

ГИПЕРОНЫ (от греч. *hypér* — над, сверх, выше) — *барионы* с отличным от нуля значением *странности*, распадающиеся благодаря слабому (или электромагнитному) взаимодействию и имеющие вследствие этого времена жизни, на много порядков превышающие характерное время сильного взаимодействия (ядерное время, $\sim 10^{-23}$ с). Поэтому Г. условно относят к «стабильным» (точнее, к квазистабильным) частицам. Как все барионы, Г. являются адронами и имеют полужелый спин.

Первые Г. (Λ^0) открыты в космич. лучах Г. Д. Рочестером (Rochester) и Г. Батлером (Butler) в 1947, однако убедит. доказательства их существования были получены к 1951. Детальное и систематич. изучение Г. стало возможным после того, как их стали получать на ускорителях заряд. частиц высокой энергии при столкновениях быстрых пучков, μ -мезонов и K -мезонов с нуклонами атомных ядер.

К Г. относятся, во-первых, Λ , Σ^{\pm} , Σ^0 , Ξ^0 , Ξ^- частицы, входящие вместе с нуклонами в один унитарный мультиплет (октет) барионов со спином $1/2$. Кварковое содержание этих Г. указано в скобках:

$$\Lambda(uds); \Sigma^+(uus); \Sigma^0(uds); \Sigma^-(dds); \Xi^0(uss); \Xi^-(dss)$$

(см. *Кварки*). При этом Λ является изотопич. синглетом (см. *Изотопическая инвариантность*) со странностью $S = -1$, Σ^{\pm} , Σ^0 — изотопич. триплетом с $S = -1$ и Ξ^0 , Ξ^- — изотопич. дублетом с $S = -2$. Λ - и Σ^0 -Г., имеющие одинаковое кварковое содержание (uds), отличаются ориентацией спинов кварков и вследствие зависимости сильного взаимодействия от спинов обладают разными массами. Пара (ud)-кварков в Λ -Г. находится в синглетном состоянии (с обычным спином 0), а в Σ^0 -Г. [так же, как пары (uu)-и (dd)-кварков в его изотопич. партнёрах Σ^+ и Σ^-] — в триплетном (со спином 1).

Массы Г. с разл. значениями странности больше массы нуклона из-за того, что масса странного кварка s приблизительно на 150 МэВ превышает массы u , d -кварков (что является причиной нарушения $SU(3)$ -симметрии между кварками разл. типов, или ароматов). В рамках нарушенной (по ароматам кварков) $SU(3)$ -симметрии массы Г. хорошо согласуются с соотношением Окубо — Гелл-Манна:

$$2(m_N + m_{\Xi}) = 3m_{\Lambda} + m_{\Sigma},$$

где массы — средние по изотопич. мультиплетам. Небольшое различие в массах Г. из одного изотопич. мультиплета обусловлено тем, что масса d -кварка на неск. МэВ больше массы u -кварка.

Все Г. из рассмотренного унитарного октета распадаются с изменением странности благодаря слабому взаимодействию и имеют время жизни $\sim 10^{-10}$ с. Исключением является эл.-магн. распад $\Sigma^0 \rightarrow \Lambda + \gamma$ без изменения странности, происходящий за время $\sim 5 \cdot 10^{-20}$ с. Поскольку в слабых распадах выполняется правило для изменения странности $|\Delta S| \leq 1$, распады Ξ^0 , Ξ^- происходят в осн. на Λ -Г. с последующим его распадом на нуклон и пион (возможны также значительно менее вероятные β -распады с переходом Ξ в Σ). Поэтому Ξ^0 , Ξ^- наз. каскадными Г.

Г. являются также Ω^- -частица со странностью $S = -3$ и временем жизни $\sim 10^{-10}$ с, входящая в унитарный декуплет барионов со спином $3/2$ и состоящая из