

03;12

Применение баллистического метода для моделирования взаимодействия свободнолетающих тел с областью взрыва

© П.И. Ковалев

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН,
194021 Санкт-Петербург, Россия
e-mail: kovalev@mail.ioffe.ru

(Поступило в Редакцию 13 июня 2006 г.)

Рассмотрены вопросы экспериментального моделирования процессов, происходящих при воздействии взрывом на свободнолетающий объект. Выявлены основные факторы, действующие на объект во взрывной зоне и приводящие к возмущению траектории движения. Проведены оценки энерговклада при воздействии взрывом на тело конической формы, движущееся со сверхзвуковой скоростью. Проведенный анализ критериев подобия позволяет оценить возможности для моделирования в условиях баллистического эксперимента подобных процессов, происходящих в натуральных условиях.

PACS: 05.20.Dd, 47.85.Jj

Многообразие газодинамических процессов, происходящих при входе и движении свободнолетающих тел во взрывной зоне, вызвано непрерывно и быстро меняющимися условиями обтекания.

Условно весь процесс взаимодействия можно разбить на три этапа: вход в область взрыва, движение внутри области и выход из нее. На первом и последнем этапах доминирующую роль играет взаимодействие ударных волн. При движении внутри области основными являются процессы, связанные с нестационарным обтеканием тел под большими углами атаки, которое сопровождается образованием обширных областей отрыва потока [1].

Естественно, что численное моделирование этих явлений с целью оценки силового воздействия взрыва на летящее тело нуждается в экспериментальной поддержке. Такая поддержка необходима как для выявления особенностей обтекания, так и для оценки адекватности получаемых решений.

Обычно при выборе экспериментального подхода существует альтернатива между экспериментом в аэродинамических трубах и баллистическим методом. В данном случае задача не допускает обращения, и это определяет выбор в пользу баллистического эксперимента. В рамках баллистического метода существует два возможных пути решения подобных задач. Можно, например, попытаться проследить траекторию движения тела в области взрыва, одновременно наблюдая картины обтекания, и на основании проведенных наблюдений оценить силовые эффекты. Такой подход имеет существенные ограничения — он непригоден для широкого класса задач, в которых характерное время свободного движения тела намного превосходит характерное время взрыва. В подобных условиях тело пролетает зону взрыва, практически не отклоняясь от невозмущенной траектории, приобретая лишь угловой и линейный импульсы. Другой подход, который был реализован в данной работе, более универсален, он состоит в определении величины и характера воздействия по результатам

сравнения невозмущенной и возмущенной траекторий движения. При таком подходе картины обтекания в области взрыва, регистрируемые оптическими методами, играют вспомогательную роль, они служат для выявления аэродинамических факторов, действующих на тело в области взаимодействия.

Кажущаяся тривиальность такого подхода является лишь первым впечатлением. Реализация экспериментов на баллистической трассе в подобной постановке осуществлялась впервые и была сопряжена с необходимостью решения ряда проблем, таких как создание имитаторов взрывной зоны, адаптации интерференционного и теневого методов для диагностики и визуализации наблюдаемых процессов, разработка и создание систем синхронизации. Одновременно с решением технических проблем были решены вопросы, связанные с анализом критериев подобия и возможностью моделирования этой задачи на баллистической трассе.

Для анализа критериев подобия остановимся на модели точечного взрыва [2]. Будем считать, что взаимодействие между движущимся со сверхзвуковой скоростью объектом и взрывной областью происходит в совершенном газе. Будем также считать, что до встречи с областью взрыва объект двигался прямолинейно.

Составим систему определяющих параметров. Эта система будет включать величины, характеризующие сам объект (b — характерный размер, S — характерная площадь, I_z — поперечный момент инерции, m — масса объекта); величины, характеризующие условия в невозмущенном газе (k — отношение удельных теплоемкостей; p_1, ρ_1 — давление и плотность газа соответственно); величины, характеризующие условия движения объекта перед входом во взрывную область (M_∞ — число Маха, Re_∞ — число Рейнольдса). Кроме того, в систему определяющих параметров войдут величины, определяющие взаимное расположение заряда и объекта в момент его встречи с взрывной волной (R_1 — расстояние между центром взрыва и объектом в момент

его входа в область взрыва, H — расстояние между центром взрыва и траекторией объекта); а также энергия взрыва — E_0 .

Вводя динамический радиус взрыва — $r^0 = (E_0/p_1)^{1/3}$ и используя систему определяющих параметров, можно записать систему безразмерных комплексов, определяющих подобие: M_∞ , Re_∞ , $\rho_1 S b / 2m$, $\rho_1 S b^3 / 2I_z$, H/r^0 , R_1/r^0 , b/r^0 . Естественно, что для подобия взаимодействия кроме постоянства этих чисел необходимо сохранять форму объекта. Можно показать, что при проведении экспериментов в герметизируемой баллистической трассе указанные безразмерные комплексы можно варьировать независимо.

Выбор модели взрыва позволяет использовать поллученную систему критериев подобия не только для точечного взрыва. Она может быть справедлива и для задач, в которых рассматривается воздействие взрывом, обладающим сферической симметрией, но отличающимся от точечного по распределению параметров. Это возможно, если рассматривается касательное взаимодействие, при котором глубина погружения объекта во взрывную область мала, и отличием в распределении газодинамических параметров за фронтом взрывной волны можно пренебречь. Для сопоставления эффектов от данного, конкретного и точечного взрывов можно воспользоваться следующим приемом. Энергию заряда для конкретного взрыва можно определять исходя из радиуса и числа Маха взрывной волны в момент ее встречи с объектом, используя теорию точечного взрыва. В дальнейшем эту энергию будем называть эквивалентной энергией точечного взрыва.

Интерес к касательному взаимодействию обусловлен тем, что при малом погружении объекта во взрывную область реализуется максимальный эффект. Действительно, исходя из общих соображений можно предполагать, что максимальный эффект от воздействия на аппарат будет наблюдаться именно при касательном воздействии, так как по мере погружения аппарата во взрывную область его траектория попадет в область возвратного течения. Поток газа, направленный к центру взрыва, частично скомпенсирует эффект, связанный с воздействием на объект потока движущегося непосредственно за взрывной волной. Впоследствии это предположение полностью подтвердилось.

Рассматривая различные условия встречи, был выбран вариант, в котором при нормальных условиях в газе интенсивность взрывной волны в момент входа объекта в область взаимодействия близка к интенсивности головного скачка возле объекта, а динамический радиус взрыва составлял ~ 1 м при размерах объекта ~ 0.02 м. Такой выбор позволял надеяться, что эффект от воздействия будет существенным.

Эксперименты по взаимодействию проводились на герметизируемой баллистической трассе длиной 8 м, оснащенной пороховой пушкой калибра 30 мм. На рис. 1 схематически показано расположение оборудования. Устройство для моделирования взрывной области

располагалось на расстоянии 3.200 м от начала регистрируемого участка траектории. Визуализация процессов, происходящих при обтекании летательного аппарата в зоне взрыва, осуществлялось теньвым методом. Круглая диафрагма, установленная в фокусе приемного объектива, позволяла не только визуализировать оптические неоднородности, но также выполняла роль фильтра для рассеянного освещения, возникающего при взрыве. Синхронизация момента взрыва с движением летательного аппарата осуществлялась при помощи специально разработанной системы, использующей принцип реверсивного счета времени [3]. Координаты аппарата и его пространственное положение регистрировалось десятью постами оптической регистрации.

Остановившись на рассмотрении касательного взаимодействия можно сформулировать требования, которыми необходимо руководствоваться при выборе метода формирования взрывной зоны. Эти требования состоят в следующем: ударная волна, ограничивающая область взрыва, должна иметь сферическую форму, а распределение параметров вблизи взрывной волны должно обладать сферической симметрией, хотя бы на расстоянии, сравнимом с характерным размером объекта. Кроме того, для возможности контролировать начальные условия экспериментов необходимо обеспечить повторяемость распределения параметров во взрывной зоне по времени и координатам.

При выборе способов моделирования взрыва были рассмотрены два метода — взрыв, вызванный лазерной искрой [4], и взрыв В.В. в открытом пространстве. К сожалению, оба этих метода оказались неприемлемыми для моделирования взрывного воздействия. В первом случае ограничение было техническим. Имевшиеся в распоряжении лазеры обеспечивали требуемое число Маха взрывной волны при слишком малых динамических радиусах [4]. Во втором случае при выполнении заданных условий ($r^0 \sim 1$ м, число Маха волны $M_w \approx 2$) взрывная волна не успевала принять сферическую форму, кроме того, расстояние между продуктами детонации и взрывной волной было меньше характерного размера исследуемого объекта. Последнее обстоятельство исключало возможность визуализации обтекания объекта, летящего во взрывной зоне. Эти причины побудили искать другие методы моделирования взрыва.

Для моделирования взрывной зоны было разработано устройство, показанное на рис. 1. Оно состоит из конического сопла, соединенного цилиндрическим каналом с взрывной камерой. В камере может быть установлено от 1 до 12 электродетонаторов. Заряд каждого электродетонатора равен ~ 0.5 г флегматизированного гексогена. Это устройство позволяет формировать взрывную область, ограниченную ударной волной, имеющей сферический участок. Для контроля за распределением параметров внутри взрывной зоны и определения мгновенного числа Маха волны использовались результаты обработки интерферограмм, полученных в процессе тарировочных экспериментов.

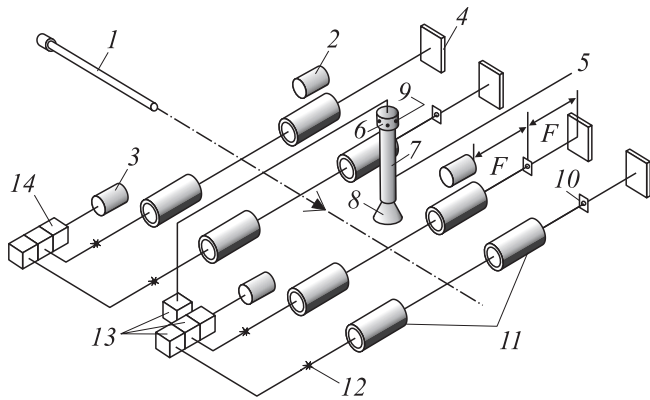


Рис. 1. Схема экспериментальной установки для исследования процессов происходящих при воздействии взрывом на свободнолетающий объект: 1 — пушка, 2 — осветитель ФЭУ, 3 — ФЭУ, 4 — фотоматериал, 5 — устройство для моделирования взрывной зоны, 6 — камера, 7 — труба, 8 — сопло, 9 — электродетонатор, 10 — диафрагма, 11 — объективы системы регистрации, 12 — искровой источник света, 13 — блок задержки, 14 — усилитель.

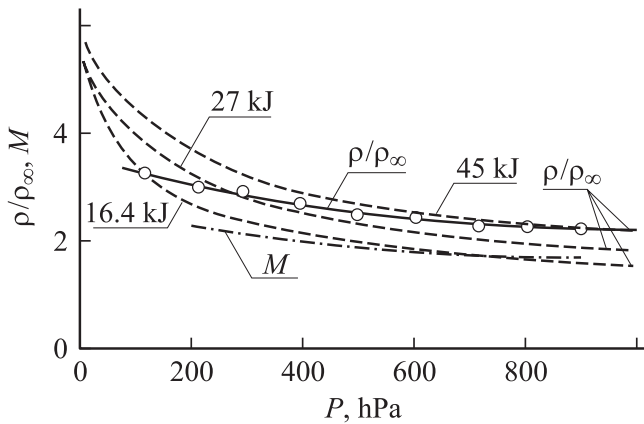


Рис. 2. Определение эквивалентной энергии точечного взрыва при изменении давления в невозмущенном газе.

При взрыве шести электродетонаторов при нормальных условиях в невозмущенном газе число Маха волны при радиусе ~ 350 мм составляло 2. Область с регулярно распределенными параметрами за фронтом волны имела протяженность ~ 50 мм, что почти в два раза превышает калибр метаемого тела.

Оценка эквивалентной энергии точечного взрыва проводилась в диапазоне давлений 100–1000 hPa при заряде 3g флегматизированного гексогена (5.25 kJ). На рис. 2 по оси абсцисс отложена величина давления в невозмущенном потоке, по оси ординат — плотность газа за фронтом взрывной волны отнесенная к плотности невозмущенного газа и число Маха. Пунктир соответствует модели точечного взрыва, сплошная и штрихпунктир — результатам тарировки. Оказалось,

что с увеличением давления эквивалентная энергия точечного взрыва растет от 16.4 до 45 kJ, при этом число Маха взрывной волны, соответствующее радиусу взрывной области, равному 350 мм уменьшается от 2.13 до 1.74 (рис. 2). Этот результат может быть связан с тем обстоятельством, что используемое устройство объединяет в себе два вида симметрии взрыва: плоский, пока волна формируется в цилиндрическом канале, и сферический в коническом сопле. В дальнейшем эти данные были использованы при трактовке результатов траекторных измерений.

На рис. 3, *a, b* приведены теньевые фотографии, полученные в момент пересечения траекторий летящего конуса вертикали, совпадающей с осью сопла. Снимки получены в разных экспериментах и соответствуют границам исследованных режимов взаимодействия отличающихся глубиной погружения объекта в область взрыва.

На графиках рис. 4 представлены результаты обработки одного из экспериментов, в котором объект погружался в область взрыва на расстояние порядка одного калибра (рис. 3, *b*). На графиках по оси абсцисс отложено расстояние, отсчитанное вдоль баротрассы, по оси ординат — угол атаки α , координата центра

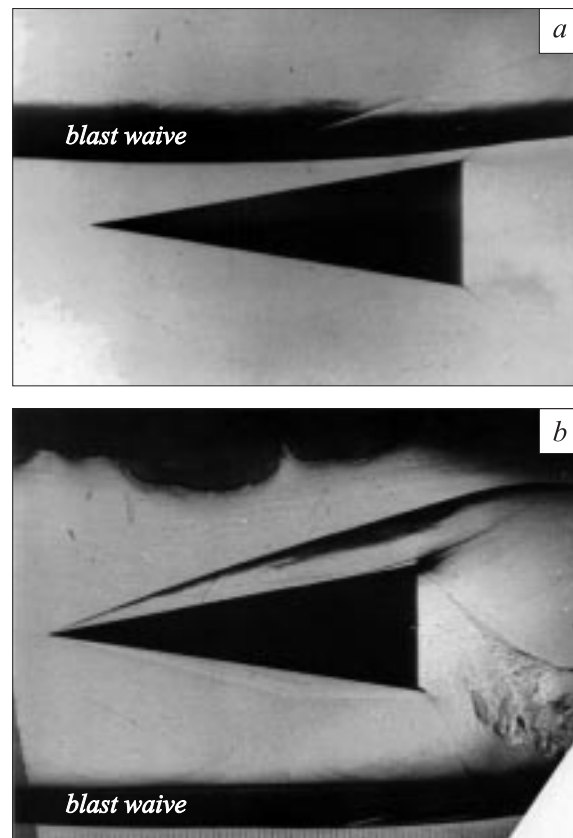


Рис. 3. Вход свободнолетающего конуса в область взрыва. Число Маха конуса 2.2, взрывной волны — 1.8, *a* и *b* получены в разных экспериментах.

масс — y (отсчитана в направлении, перпендикулярном оси барокамеры) и продольная скорость аппарата — V . Пунктир — координата центра кривизны взрывной волны. Тот факт, что точка пересечения возмущенной и невозмущенной траекторий лежит на пунктирной линии, объясняется соотношением аэродинамических и инерционных сил для данного случая. В проведенных опытах за время пребывания в области взрыва конус практически не изменял угол атаки и не отклонялся от начального направления движения. Представленные зависимости показывают, что результатом пролета взрывной зоны является сообщение аппарату поперечного и углового импульсов.

Из приведенных зависимостей видно, что в области взрыва (центр взрыва расположен над летящим конусом) конусу сообщаются линейный импульс, направленный вниз, и угловой импульс, приводящий к увеличению угла атаки. После вылета из зоны взрыва конус начинает двигаться вниз, однако нарастающий угол атаки приводит к отклонению траектории. В итоге центр масс конуса начинает совершать колебательное движение под воздействием колебаний по углу атаки. Направление осредненной траектории будет зависеть от соотношения приобретенных в зоне взрыва углового и линейного импульсов, а также от аэродинамических характеристик объекта. В приведенном случае, несмотря на то что взрыв толкал конус вниз, осредненная траектория его движения направлена вверх.

Нижний график, приведенный на рис. 4 и иллюстрирующий торможение конуса в процессе полета, не имеет

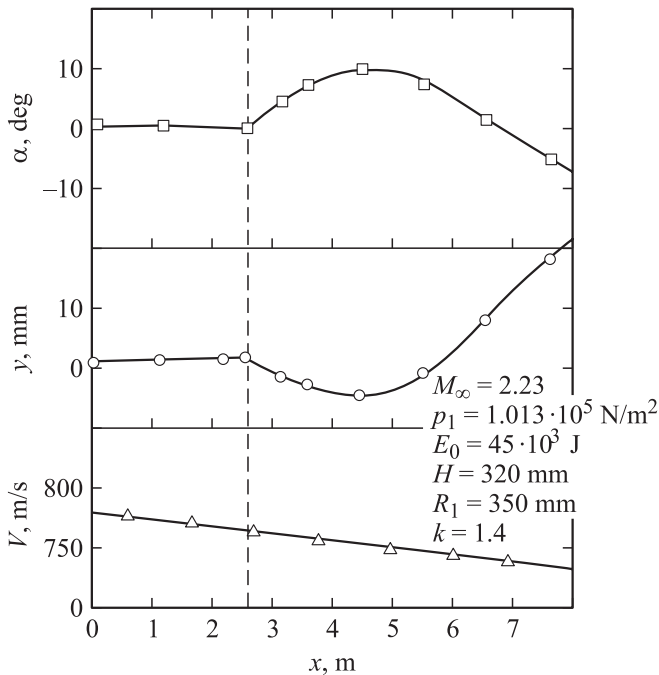


Рис. 4. Изменение параметров движения летательного аппарата после взрывного воздействия.

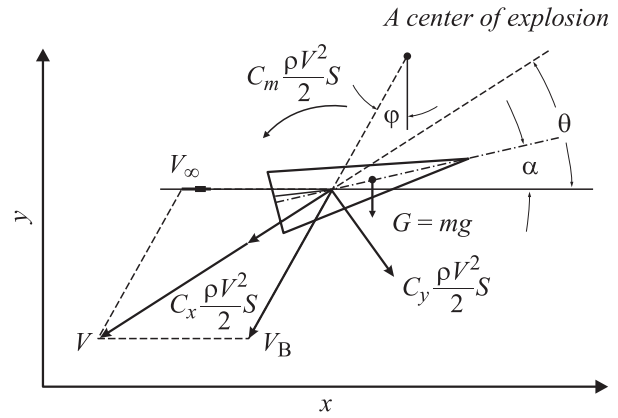


Рис. 5. Схема сил и момента действующих на летательный аппарат в зоне взрыва.

характерных особенностей, что свидетельствует о незначительном изменении сил торможения, действующих на конус в зоне взрыва.

Сравнение параметров невозмущенной и возмущенной траекторий позволяет оценить изменение энергии вылетающего из зоны взрыва конуса. Для условий эксперимента, приведенного на рис. 3, *b* изменение энергии колебательного и поступательного движений за счет воздействия составило $E_v = 1.8 \cdot 10^{-2}$, $E_p = 20.5 \cdot 10^{-2}$ J соответственно, т.е. суммарное изменение энергии составляет величину, на пять порядков меньшую затраченной, при этом изменение энергии поступательного движения на порядок превышает изменение энергии колебаний.

Для того чтобы оценить зависимость приращения энергии аппарата в зоне взрыва от изменения динамического радиуса, были проведены эксперименты при различных давлениях в баротрассе. Давление менялось от 100 до 1000 hPa, при этом динамический радиус взрыва убывал от 1.18 до 0.77 m. Геометрические условия встречи в этой серии экспериментов менялись и обеспечивали максимальную глубину погружения, показанную на рис. 3, *b*. В результате обработки каждого из экспериментов определялись приращения линейного и углового импульсов, а приведение их к безразмерному виду осуществлялось с учетом уравнений движения объекта в зоне взаимодействия.

На схеме (рис. 5) показаны силы и момент, действующие на конус при его движении в области взрыва. Эта схема условна, так как спутный поток за взрывной волной обладает центральной симметрией, и реальный перекоп потока не может обеспечиваться введением скорости V_B (скорость газа в области взрыва). Так же условно введены и аэродинамические коэффициенты C_x , C_y , C_m , которые обычно определяются для однородного потока. Однако эти упрощения несущественны, если речь идет о форме представления экспериментальных результатов.

Итак, в соответствии со схемой изображенной на рис. 5 уравнения движения будут иметь вид:

$$\begin{aligned} \frac{d^2x}{dt^2} &= -(C_x \cos \theta - C_y \sin \theta) \frac{\rho S V^2}{2m}; \\ \frac{d^2y}{dt^2} &= -(C_x \sin \theta + C_y \cos \theta) \frac{\rho S V^2}{2m} - g; \\ \frac{d^2\alpha}{dt^2} &= C_m \frac{\rho S v V^2}{2I_z}. \end{aligned} \quad (1)$$

Используя в качестве масштабов длины и времени r^0 и t^0 соответственно, приведем уравнения к безразмерному виду

$$\begin{aligned} \frac{d^2\bar{x}}{d\tau^2} &= -k \frac{\rho_1 S b}{2m} \left(\frac{r^0}{b}\right) \bar{\rho} \left(\frac{V}{a_1}\right)^2 (C_x \cos \theta - C_y \sin \theta); \\ \frac{d^2\bar{y}}{d\tau^2} &= -k \frac{\rho_1 S b}{2m} \left(\frac{r^0}{b}\right) \bar{\rho} \left(\frac{V}{a_1}\right)^2 (C_x \sin \theta + C_y \cos \theta) - \frac{g t^{02}}{r^0}; \\ \frac{d^2\alpha}{d\tau^2} &= k \frac{\rho_1 S b^3}{2I_z} \left(\frac{r^0}{b}\right)^2 \bar{\rho} \left(\frac{V}{a_1}\right) C_m. \end{aligned} \quad (2)$$

Пренебрегая членом $g t^{02}/r^0$ и интегрируя систему (2), искомые приращения линейного и углового импульсов, можно записать в виде

$$\begin{aligned} \Delta \frac{d\bar{x}}{d\tau} &= -k \frac{\rho_1 S b}{2m} \left(\frac{r^0}{b}\right) J_1 \left(\frac{H}{r^0}, \frac{R_1}{r^0}, \frac{b}{r^0} M_\infty, \text{Re}_\infty\right); \\ \Delta \frac{d\bar{y}}{d\tau} &= -k \frac{\rho_1 S b}{2m} \left(\frac{r^0}{b}\right) J_2 \left(\frac{H}{r^0}, \frac{R_1}{r^0}, \frac{b}{r^0} M_\infty, \text{Re}_\infty\right); \\ \Delta \frac{d\alpha}{d\tau} &= k \frac{\rho_1 S b^3}{2I_z} \left(\frac{r^0}{b}\right)^2 J_3 \left(\frac{H}{r^0}, \frac{R_1}{r^0}, \frac{b}{r^0} M_\infty, \text{Re}_\infty\right). \end{aligned} \quad (3)$$

Так как экспериментальное рассмотрение ограничивалось случаем, когда инерционные силы преобладают над аэродинамическими, траектория за время пролета взрывной зоны не изменялась. Поэтому при условии постоянства чисел M_∞ , Re_∞ и неизменности геометрических условий встречи функции J_1 , J_2 , J_3 имеет смысл рассматривать как функции одного из параметров, содержащих r^0 , например — H/r^0 .

На графиках (рис. 6) \circ и \square обозначены эксперименты, в которых динамический радиус взрыва изменялся за счет давления, \bullet — результат эксперимента, проведенного при атмосферном давлении и удвоенной энергии взрыва, сплошные линии ограничивают коридор полученных экспериментальных значений и отвечают различным условиям встречи, показанным на рис. 3, а, б. Верхние кривые на обоих графиках соответствуют более глубокому погружению конуса во взрывную зону.

Проведенные измерения показывают, что по мере возрастания динамического радиуса взрыва наблюдается почти трехкратное увеличение значений функций J_2 , J_3 .

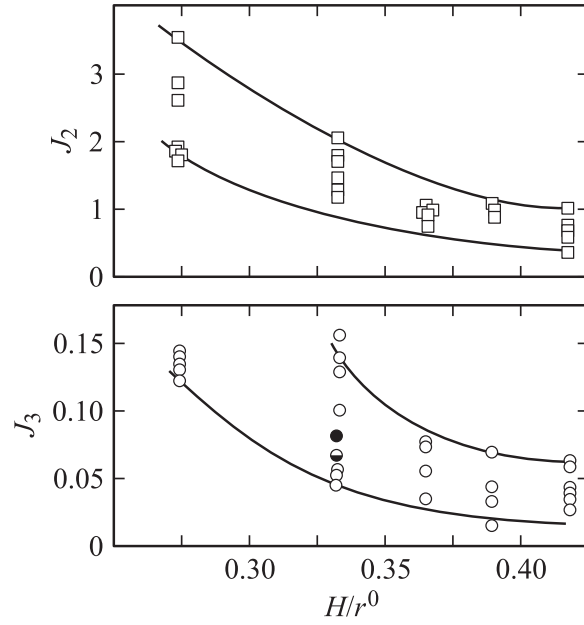


Рис. 6. Зависимость безразмерных импульсов, сообщаемых летательному аппарату в зоне взрыва от моделирующего параметра H/r^0 .

Этот ожидаемый результат можно объяснить одновременным действием трех факторов: возрастанием динамического радиуса взрыва, которое приводит к увеличению числа Маха взрывной волны в момент входа конуса в область взрыва, возрастанием скоростного напора и увеличением пути конуса в области взаимодействия.

Изменение геометрических условий встречи также существенно влияет на значение J_2 , J_3 . Естественно, что при условиях встречи, обеспечивающих более глубокое погружение конуса во взрывную зону, эффективность воздействия возрастает. Однако эта зависимость немонотонна. В проведенных экспериментах были случаи, когда конус погружался во взрывную зону на глубину нескольких калибров, это приводило к изменению знака приращений импульсов. Причина этого, по-видимому, в том, что по мере увеличения глубины погружения во взрывную зону путь конуса в зоне возвратного течения увеличивался. К сожалению, наблюдать обтекание конуса в этой зоне было невозможно из-за присутствия в ней продуктов взрыва.

На нижнем графике \bullet показан результат эксперимента, в котором изменение r^0 достигалось изменением энергии заряда, а не вариацией давления. Эксперимент был проведен при атмосферном давлении и удвоенной энергии взрыва (12 электродетонаторов). Хорошее совпадение с результатами, полученными при изменении давления показывает, что несмотря на различие чисел Re_∞ , конечный результат практически не зависит от способа вариации динамического радиуса взрыва. Однако этот предварительный результат должен быть проверен дополнительными исследованиями, так как, согласно данным работы [5], переход от ламинарного

течения к турбулентному и соответствующее ему резкое изменение газодинамических величин происходит (при числе Маха, равном 2.25, в узком диапазоне чисел Рейнольдса $5 \cdot 10^5 - 10^6$), именно в том диапазоне чисел Re_∞ , в котором проводились данные опыты. Вместе с тем можно предположить, что при таких резких изменениях в обтекании, которые наблюдаются в области взаимодействия, течение будет турбулентным во всем исследованном диапазоне параметра H/r^0 .

В целях поиска оптимального способа воздействия взрывом на движение объекта были проведены эксперименты, в которых из одной камеры взрывного устройства производилось два последовательных взрыва групп электродетонаторов по шесть в каждой группе. Задержка в подрыве варьировалась с таким расчетом, чтобы расстояние между взрывными волнами в момент входа конуса в область взрыва было порядка одного калибра. Идея проведения таких экспериментов состояла в том, что при последовательном подрыве зона возвратного течения будет отодвинута в глубь взрывной области, и параметры в зоне взаимодействия будут распределены более равномерно. Однако, как это видно из результатов экспериментов (● на нижнем графике рис. 6), такой способ воздействия не привел к желаемому результату.

Анализ результатов и полученные представления о механизме воздействия позволяют предложить другой путь вложения энергии. Импульсное боковое воздействие взрывом при умеренном энерговкладе в первом приближении можно рассматривать как мгновенное, в результате которого объект получает линейный и угловой возмущающие импульсы. Последний определяет характер дальнейшего колебательного движения объекта. Очевидно, что при воздействии серией взрывов, расположенных вдоль траектории, результат воздействия будет зависеть от синхронизации возмущений с фазами колебаний объекта. Если воздействие взрывом происходит в тот момент, когда объект обладает максимальной угловой скоростью, совпадающей по направлению с сообщаемой взрывом, то происходит резонансная раскачка.

Если сообщаемая и собственная угловые скорости противоположны, то можно достичь полного гашения колебаний. В общем случае энергия, сообщаемая взрывом, расходуется на изменение амплитуды и фазы колебаний. Проведенные эксперименты по резонансному возбуждению и гашению колебаний подтвердили правильность высказанных соображений. Управление движением реализовывалось в пределах одного выстрела в нескольких точках траектории. Возможность управления движением метаемых объектов имеет важное методическое значение, так как позволяет повысить информативность экспериментов по изучению аэродинамических характеристик летательных аппаратов.

Оценив результаты проведенных исследований, можно сделать следующие выводы.

Создана принципиально новая методика, предназначенная для моделирования и изучения силовых характеристик воздействия области взрыва на движущийся объект.

Выявлен механизм воздействия газодинамических факторов на сверхзвуковой объект в области взрыва и проведены энергетические оценки, позволяющие определять требуемый энерговклад для заданного изменения траектории объекта.

Проведенный анализ критериев подобия позволяет использовать полученные оценки для натуральных условий движения.

Список литературы

- [1] Kovalev P.I., Mende N.P. // An album of supersonic flow visualization / Ed. by P.I. Kovalev and N.P. Mende. Beijing National Industry Press, 2000. P. 116–134.
- [2] Седов Л.И. Методы подобия и размерности в механике. М.: Наука, 1981. 488 с.
- [3] Духовский И.А., Ковалев П.И. // ПТЭ. 1996. № 6. С. 102–105.
- [4] Ageev V.M., Kovalev P.I., Komissaruk V.A., Mende N.P. // Optics and laser technology. 1984. Vol. 16. N 2. P. 97–100.
- [5] Мишин Г.И., Шелудько Ю.В. // Физико-газодинамические баллистические исследования. Л.: Наука, 1980. С. 57–66.