

частицы в преграду и формируется «взрывной» кратер с $H/D < 0,5$, т. е. кратер как бы выполаживается [12].

Рассмотрим с этой точки зрения данные, полученные при взаимодействии стеклянных частиц с $v = 5,4; 7,8$ и $12,4$ км/с с мишенями из свинца, вещества с относительно низкой энергией связи ~ 1 кДж/г (первые два значения скорости получены при помощи газокумулятивного заряда [9]). Оценки параметров за фронтом волны в мишени на основе работ [12—14] показывают, что материал мишени полностью испаряется в волне разгрузки при $v = 12,4$ км/с. При меньших скоростях происходит либо частичное испарение ($v = 7,8$ км/с), либо оно вообще отсутствует ($v = 5,4$ км/с). Вещество частицы не испаряется при реализованных v . Однако во всех случаях кратер имеет форму полусферической выемки и $H/D = 0,5$. Таким образом, явление взрывного кратерообразования в однородной пластической мишени при испарении только материала мишени не наблюдается.

Автор признателен В. М. Титову за постановку задачи, В. П. Урушкину и И. А. Стадиченко за помощь при выполнении работы.

Поступила в редакцию
10/IV 1979

ЛИТЕРАТУРА

1. В. М. Титов, Ю. И. Фадеенко, Н. С. Титова. Докл. АН СССР, 1968, 180, 5, 1051
2. Высокоскоростные ударные явления. М., «Мир», 1973.
3. V. M. Titov, V. V. Silvestrov. Proc. IX-th Int. Shock Tube Symp., Stanford, 1973, p. 526.
4. В. В. Сильвестров, Н. Н. Горшков и др. ФГВ, 1975, 11, 5, 786.
5. В. В. Сильвестров, В. М. Титов. ФГВ, 1975, 11, 4, 655.
6. Д. Р. Сол. РТК, 1970, 8, 7, 69.
7. Игенбергс, Джекс, Шрайвер. РТК, 1975, 8, с. 73.
8. A. I. Hodges. Aeronaut. Sci., 1957, 24, 10, 755.
9. В. П. Урушкин, Н. Н. Горшков, В. М. Титов. ФГВ, 1977, 14, 3, 439.
10. А. П. Аникиева, Л. А. Мержиевский, В. М. Титов. ПМТФ, 1977, 3, 131.
11. А. Г. Базилевский, Б. А. Иванов.— В кн.: Механика образования воронок при ударе и взрыве. М., «Мир», 1977, 172.
12. К. П. Станюкович. Неустановившиеся движения сплошной среды. М., «Наука», 1971.
13. Я. Б. Зельдович, Ю. П. Райзер. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М., «Наука», 1966.
14. Л. В. Альтшулер, А. А. Баканова и др. ЖЭТФ, 1977, 73, 5 (II), 1866.

К РАСЧЕТУ ОБОЛОЧЕК ВЗРЫВНЫХ КАМЕР

В. В. Адисцев, В. М. Корнев
(Новосибирск)

Ниже представлен краткий обзор теоретических и экспериментальных работ, имеющих отношение к расчету оболочек взрывных камер, и приведены некоторые новые результаты.

1. Взрывная камера — это, как правило, геометрически закрытая на время подрыва оболочка цилиндрической (с плоскими, эллиптическими или сферическими днищами), сферической или какой-либо более сложной формы [1, 2]. Поскольку взрывные камеры предназначены для достаточно длительной эксплуатации, то конструктивные параметры камер должны быть выбраны таким образом, чтобы они удовлетворяли условиям заданной длительной прочности при заданных условиях многоциклового динамического нагружения.

Рекомендации по проектированию взрывных камер содержатся в работе [2], где показано, что изменение геометрических размеров обо-

лочки камеры (сферической или цилиндрической), соответствующее упругому деформированию оболочки, уменьшает импульс, воспринимаемый стенкой камеры, на 0,5%, а давление в ударной волне — на 1% по сравнению со случаем абсолютно жесткой оболочки. Следовательно, податливость оболочки влияет незначительно на параметры динамической нагрузки от взрыва. Исключительно сложную в математическом плане задачу во взаимодействии оболочки с ударной волной и продуктами детонации можно разделить на две независимые задачи:

а) об определении нагрузки, действующей на оболочку камеры, в предположении, что оболочка абсолютно жесткая;

б) о расчете напряженно-деформированного состояния в оболочке и других конструктивных элементах камеры.

2. Остановимся на задаче расчета на прочность оболочки камеры при известной нагрузке. При этом рассмотрим класс взрывных камер, оболочки которых можно считать тонкими ($R/h \geq 20$). Необходимо отметить, что динамическое поведение тонкостенной оболочки определяется особенностями ее спектра собственных частот колебаний. Спектры частот некоторых оболочек начинаются с точки сгущения, например, сферическая и цилиндрическая при осесимметричных колебаниях [3, 4]. В настоящее время эти особенности не принимаются во внимание при расчете на прочность.

Впервые задача о поведении упругой сферической оболочки под действием взрывной нагрузки поставлена и решена в работе [5]. Авторы считали нагрузку сферически-симметричной и имеющей следующий вид:

$$p(t) = P(1 - t/T), \quad 0 \leq t \leq T, \quad (1)$$

$$p(t) = 0, \quad t \geq T.$$

Здесь t — время; T — время действия нагрузки. В такой постановке уравнение движения оболочки оказывается очень простым

$$d^2\omega/dt^2 + 2E/(1 - \nu)\rho R^2 \cdot \omega = p(t)/\rho h, \quad (2)$$

где R — радиус оболочки; h — толщина оболочки; ω — радиальное смещение; ρ — плотность материала оболочки; E — модуль Юнга; ν — коэффициент Пуассона. Начальные условия: $\omega(0) = \dot{\omega}(0) = 0$. В [6] описан эксперимент с бронзовой оболочкой. Несмотря на то, что эксперимент был максимально приближен к идеальной расчетной схеме, теоретические значения максимальных амплитуд деформаций оказались на 30—40% ниже измеренных в эксперименте. Это вполне естественно, так как идеализированная постановка (2) не учитывает взаимодействия всех форм колебаний, которые возникают вследствие различных возмущений, присущих натурному эксперименту.

В такой же постановке в [6] решается задача определения смещений, деформаций и напряжений для замкнутой сферической и бесконечно длинной цилиндрической оболочек. Решение уравнения (2) записывается в форме интеграла-свертки и, поскольку время действия нагрузки, как показано, не превышает четверти периода радиальных колебаний оболочки, получается простая и удобная для инженерных расчетов формула, определяющая максимальные смещения стенок оболочек

$$\omega_{\max} = I/\rho h \omega_0.$$

Здесь I — импульс, действующий на единицу площади стенки камеры; ω_0 — круговая частота радиальных колебаний. По этой формуле в свою очередь определяются деформации и напряжения.

В обширной литературе по динамике оболочек работ, касающихся непосредственно расчета металлических взрывных камер, обнаружить

не удалось. Но есть работы, близкие по своей сути. Например, в [7, 8] рассматривались задачи о поведении упругих тонких оболочек под действием неравномерной нагрузки взрывного типа. В [7] предложен метод решения задачи об упругой реакции тонкой замкнутой сферической оболочки на осесимметричную нагрузку. Авторы ограничиваются безмоментной теорией оболочек. Для системы уравнений колебаний сферической оболочки [9] собственными функциями являются полиномы Лежандра первого рода $P_n(\cos \varphi)$ и их производные $P'_n(\cos \varphi)$ (φ — полярный угол, отсчитываемый от полюса оболочки). Решение системы уравнений вынужденных колебаний находится в виде разложений в ряды по этим функциям

$$v(x, t) = \sum_{n=1}^{\infty} Q_n(t) P'_n(x), \quad w(x, t) = \sum_{n=0}^{\infty} R_n(t) P_n(x), \quad x = \cos \varphi.$$

Здесь v , w — тангенциальное и радиальное смещение; при этом функция нагрузки также разлагается в ряд

$$p(x, t) = \sum_{n=0}^{\infty} F_n(t) P_n(x), \quad F_n(t) = \frac{n+1}{2} \int_{-1}^1 p(x, t) P_n(x) dx.$$

Решение конкретной задачи о реакции оболочки на взрыв эксцентрично расположенного заряда показало, что неравномерность нагрузки вызывает существенную неравномерность распределения деформаций в оболочке. Сравнение, проведенное в [7], дает только качественное согласование с экспериментом: отношение величины амплитуды деформации при $\varphi = 0$ к величине амплитуды деформации при $\varphi = 45^\circ$ равно 1,17 в теории и 4,97 в эксперименте. Расхождение теории с экспериментом связано с тем, что не учитываются изгибные деформации, а также недостаточно точно определяется зависимость нагрузки на оболочку от координат и времени. Напомним, что спектр собственных частот сферической оболочки начинается с точки сгущения. При описании эксперимента в [8] отмечено, что колебания с частотой около 2000 Гц наблюдались в большинстве опытов, причем имели явные «биения», соответствующие двум или более формам с частотами около этого значения. Кроме того, было замечено, что частоты 3500, 4500, 6200 и 8500 Гц регистрируются в каждом опыте одним или большим числом тензодатчиков.

Работ, содержащих решения задач, которые позволили бы сделать какие-либо оценки влияния различных неоднородностей в оболочке камеры на ее поведение, тоже обнаружить не удалось. Между тем очевидно, что влияние различных отверстий, люков, предметного стола, опор и т. д. должно быть существенным. Об этом можно судить лишь по небольшому количеству опытных данных. Описание экспериментов с оболочками и нагрузками, близкими к идеальному, можно найти в [2, 5, 7, 10, 11]. Существует ограниченное число публикаций по экспериментам с реальными взрывными камерами [12—14]. В работе [13] тензометрировалась цилиндрическая камера при подрывах зарядов, расположенных по оси цилиндра. Осциллограммы деформаций наружной поверхности камеры показали, что происходит «раскачка», т. е. циклическое повышение амплитуд деформаций, которое считается резонансным явлением из-за наличия в камере неоднородностей (торцевых фланцев). Авторы работ [12—14] игнорируют осевые деформации цилиндрической оболочки взрывной камеры; осциллограммы, полученные в [12, 14], имеют характер биений. Аналогичные осциллограммы получены при тензометрировании сферических камер с массивными боковыми люками-тамбурами. Результаты этих исследований доложены на проходившей в феврале 1977 г. в Новосибирске Школе-семинаре по физике взрыва.

3. Задача о вынужденных колебаниях тонкой упругой оболочки без учета демпфирования формулируется следующим образом:

$$\begin{aligned} A\Phi + \partial^2/\partial t^2 \cdot B\Phi &= p(x, y, z), \\ L_i\Phi|_{\Gamma=0}, \quad i &= 1, 2, 3, 4, \\ \Phi(x, y, 0) = \Phi_t(x, y, 0) &= 0, \end{aligned} \quad (3)$$

где x, y, t — пространственные координаты и время; $\Phi(x, y, t)$ — разрешающая функция; A, B — дифференциальные операторы (в классической теории порядка операторов A и B равны 8 и 4 соответственно); L_i — операторы краевых условий; Γ — совокупность краев оболочки; $p(x, y, t)$ — нагрузка.

Заметим, что оператор A при безразмерной записи состоит из двух частей:

$$A = A_\varepsilon + A_0, \quad \varepsilon \sim (h/R)^2, \quad (4)$$

причем A_0 имеет 4-й порядок, A_ε — 8-й. Такая структура оператора порождает области сгущения собственных частот, а в пределе ($\varepsilon \rightarrow 0$) получаются точки сгущения [3, 4]. Собственные частоты упорядочены стандартным образом:

$$0 \leq \omega_1 \leq \omega_2 \leq \dots \leq \omega_N \leq \dots$$

На рис. 1 приведены графики асимптотического распределения плотностей собственных частот колебаний сферической (а) и цилиндрической (б) оболочек; кривые 1 относятся к неосесимметричным формам колебаний, 2 — к осесимметричным.

В общем случае представление взрывных камер в виде систем с одной степенью свободы не является обоснованным. Поскольку оболочки взрывных камер не достаточно тонки ($20 \leq R/h \leq 60$), число равноправных форм колебаний не должно превосходить несколько десятков. Под равноправными формами (степенями свободы) понимаются формы, вклад которых в напряженно-деформированное состояние сравним по порядку [15]. Из-за наличия колебаний с почти совпадающими частотами в экспериментах возникают биения, описанные ранее, и те, которые будут рассмотрены ниже. В связи с этим при расчете реальных камер нужно знать нагрузку с большой точностью. Характер распределения нагрузки в пространстве и времени определяет число, номера форм и сдвиги фаз соответствующих движений. Проиллюстрируем это на простом примере.

Уравнение движения цилиндрической оболочки конечной длины под действием нагрузки типа (1) в безразмерном виде приводится к следующему:

$$\varepsilon^2 \cdot \partial^4 w / \partial \xi^4 + w + \partial^2 w / \partial \tau^2 = p(\xi, \tau), \quad \varepsilon^2 = h^2 / 12(1 - \nu^2)R^2,$$

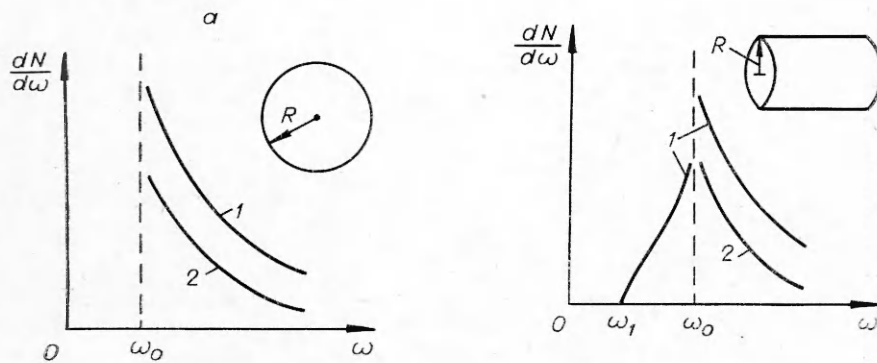


Рис. 1.

где ξ , l , ω — осевая координата, длина оболочки и радиальное смещение, отнесенные к радиусу оболочки; для взрывных камер $2,8 \cdot 10^{-5} \leq \leq \varepsilon^2 \leq 2,5 \cdot 10^{-4}$; $\tau = \omega_0 t$, $\tau_0 = \omega_0 T$, $p(\xi, \tau) = p_\tau(1 - \tau/\tau_0)$, $p_i = p/\omega_0^2 \rho h R$. Выборная нагрузка соответствует шнуровому заряду, расположенному по оси цилиндра. Краевые и начальные условия при шарнирном опирании торцов имеют вид:

$$\omega(0, \tau) = \omega(l, \tau) = \omega_{\xi\xi}(0, \tau) = \omega_{\xi\xi}(l, \tau) = 0, \quad \tau \geq 0; \quad (6)$$

$$\omega(\xi, 0) = \omega_\tau(\xi, 0) = 0, \quad 0 \leq \xi \leq l. \quad (7)$$

Решение задачи (5) — (7) получено в виде разложения в ряд по собственным функциям. В решении удержаны лишь члены, равноправные по своему вкладу в напряженное состояние,

$$\omega(\xi, \tau) = \frac{4p_1}{\pi} \sum_{k=1}^{[n_*]} \frac{r_{2k-1}}{(2k-1)\lambda_{2k-1}^2} \sin(\lambda_{2k-1}\tau - \alpha_{2k-1}) \sin \frac{(2k-1)\pi\xi}{l},$$

$$\lambda_{2k-1}^2 = 1 + \pi^4 \varepsilon^2 (2k-1)^4 / l^4, \quad n_* = l(\sqrt[4]{3} \pi \sqrt{\varepsilon})^{-1},$$

$$r_{2k-1}^2 = 1 - 2 \frac{1 + \cos \zeta_k + \zeta_k \sin \zeta_k}{\zeta_k^2}, \quad (8)$$

$$\alpha_{2k-1} = \arctg \frac{\zeta_k - \sin \zeta_k}{1 - \cos \zeta_k}, \quad \zeta_k = \lambda_{2k-1} \tau_0.$$

Число форм, которое необходимо удержать в данном случае, равно величине $[n_*]$, зависящей от параметров l и R/h (рис. 2). Особо здесь нужно выделить еще то обстоятельство, что время действия нагрузки (параметр τ_0) влияет на распределение как амплитуд различных форм, так и их сдвигов фаз.

С целью исследования влияния на поведение оболочки предметного стола и формы заряда ВВ проводились эксперименты¹ на модели сферической камеры. Во всех экспериментах (более 16) зафиксированы биения, а в экспериментах с предметным столом (из металлической дроби) наблюдалось значительное демпфирование. Типичные осциллограммы изображены на рис. 3. На рис. 3, а — эксперимент без предметного стола, датчики расположены вблизи нижнего полюса оболочки, развертка 2 мс/см; рис. 3, б — те же датчики, но в камере насыпан предметный стол, развертка 0,2 мс/см. На рис. 3, в — осциллограмма, снятая с тензодатчика, наклеенного вблизи верхнего полюса, в камере предметный стол, развертка 0,5 мс/см.

4. При колебаниях оболочек существует динамический краевой эффект, который локализуется в окрестностях краев, а также линий резких перепадов жесткостей [16]. Проведенные расчеты для осесимметричных изгибных колебаний цилиндрической оболочки показывают, что изгибные напряжения могут увеличиваться в два раза при жесткой заделке торцов по сравнению с шарнирным опиранием. Аналогичное явление, видимо, следует ожидать в оболочках любой формы вблизи различных присоединенных масс. Учет трехмерности напряженного состояния в окрестности подкрепляющих элементов также может приводить к увеличению изгибных напряжений.

5. При оценке несущей способности взрывной камеры необходимым является ус-

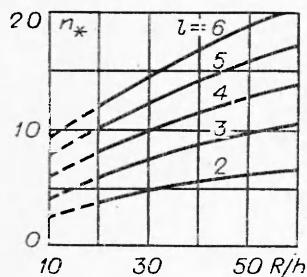


Рис. 2.

¹ Эксперименты проводились совместно с В. И. Жеребненко и А. Н. Митрофановым.

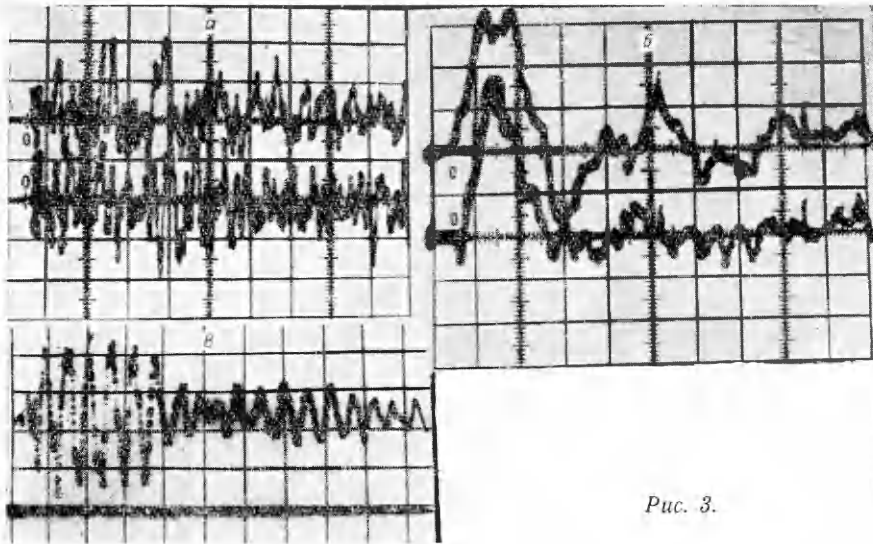


Рис. 3.

ловие недопустимости пластического деформирования. При этом можно пользоваться различными теориями пластичности. В инженерной практике, как правило, используется условие, соответствующее теории пластичности Мизеса:

$$\sigma_{\text{эKB}} = \sqrt{2}/2 \cdot [(\sigma_1 - \sigma_2)^2 + (\sigma_1 - \sigma_3)^2 + (\sigma_2 - \sigma_3)^2]^{1/2} < \sigma_T. \quad (9)$$

С учетом всех равноправных форм и краевого эффекта при осесимметричных колебаниях цилиндра конечной длины можно ожидать увеличение $\sigma_{\text{эKB}}$ в два-три раза по сравнению с идеализированными схемами Бейкера — Демчука. В идеализированных схемах напряженно-деформированное состояние одномерное, учет двумерности резко увеличивает $\sigma_{\text{эKB}}$. Требование длительной эксплуатации делает необходимой оценку циклической прочности. К сожалению, апробированные методы оценки усталостной выносливости существуют лишь для квазистатистического одномерного напряженного состояния. В нашем же случае напряженное состояние неоднородное и динамическое.

6. Приведенные выше постановки в достаточной степени идеализированные. В них, например, игнорируются демпфирующие свойства материалов и конструкций, учет которых может приводить к повышению оценки несущей способности. Применение классической теории оболочек (ее уравнения динамики являются параболическими) должно быть также обосновано. Это можно сделать при помощи сравнения с решениями, полученными в рамках неклассических теорий (например, типа теории Тимошенко), учитывающих конечность скоростей распространения возмущений в оболочках. Неклассические теории позволяют также описать волновые процессы, в том числе и резонансные. Это важно, так как необходимо исключить такие явления, как «эффект бича».

Имеются экспериментальные результаты [10], из которых следует, что максимальные пластические деформации из-за наличия эффекта Баушингера могут существенно отличаться от остаточных пластических деформаций (после полного затухания колебаний). Чтобы добиться не только качественного, но и количественного согласования теории с экспериментом, необходимо проведение целенаправленных экспериментов на моделях взрывных камер.

В настоящем обзоре не рассматривалось разрушение тонких оболочек при действии взрывных нагрузок. Оригинальные результаты и библиография по этим вопросам содержится в [17].

Поступила в редакцию 18/XII 1978

ЛИТЕРАТУРА

1. А. Е. Войтенко, А. Ф. Демчук, Б. И. Куликов. ПТЭ, 1970, 1, 250.
2. А. Ф. Демчук. Канд. дис. ИГ СО АН СССР, 1971.
3. В. В. Болотин. Прикладная механика, 1972, 8, 4, 3.
4. В. В. Болотин. ПММ, 1963, 23, 2, 362.
5. W. E. Baker, F. I. Allen. Proceeding of the Third U. S. National Congress Applied Mechanics, ASME, 1958, p. 79.
6. А. Ф. Демчук.— В сб.: Второй международный симпозиум. Обработка металлов взрывом, Т. 2. Прага, 1974.
7. В. Е. Вэйкер, В. Ху, Т. Джексон. Тр. ASME, сер. E, Прикл. мех., 1966, 33, 4, 91.
8. И. К. Макайвор. Тр. Америк. об-ва инж.-мех., сер. E, Прикл. мех., т. 33, № 4, 1966.
9. W. E. Baker. J. of the Acoustical Society of America, 1961, 33, 12, 1749.
10. А. Г. Иванов, С. А. Новиков, В. А. Синицын. ПМТФ, 1968, 6, 94.
11. С. И. Бодренко, Б. Л. Глушак и др. Тез. докл. Всесоюзного симпозиума по импульсным давлениям. М., ВНИИФТРИ, 1976, с. 34.
12. J. Nětčesek, F. Nykl. Proceeding of the 2-nd International Symposium "Explosive Working of Metals", v. 2, Praha, 1974, p. 412.
13. А. А. Бузуков. ФГВ, 1976, 12, 4, 605.
14. Ф. Никл, Й. Немечек.— В сб.: Третий международный симпозиум «Обработка металлов взрывом», Т. 2. Мариански Лазни, 1976.
15. В. М. Корнев. Изв. АН СССР, МТТ, 1972, 2, 119.
16. В. В. Болотин. ПММ, 1960, 24, 5, 831.
17. В. И. Цыпкин, А. Г. Иванов и др. Атомная энергия, 1976, 41, 5, 303.

УСЛОВИЯ ОБРАЗОВАНИЯ СОЕДИНЕНИЯ ВОЛОКНИСТОГО КОМПОЗИЦИОННОГО МАТЕРИАЛА СВАРКОЙ ВЗРЫВОМ

А. М. Ханов, И. В. Яковлев
(Новосибирск)

Известно, что свойства волокнистых композиционных материалов (ВКМ) на металлической основе зависят главным образом от объемного содержания армирующих волокон [1] и от прочности связи на границе матрица — волокно [2]. Прочность же связи определяется физико-механическими свойствами материалов матрицы и волокна, а также геометрией распределения армирующих волокон в матрице [2].

Одним из способов получения волокнистых композиционных материалов является сварка металлов взрывом, преимущества которой перед другими способами отмечаются многими авторами [3—5]. В соответствии со схемами получения сваркой взрывом волокнистых композиционных материалов [2, 3] при чередовании слоев матрицы и волокна важны соотношения толщин матричных слоев и волокон, а также шага между волокнами. Очевидно, что при некотором шаге между волокнами соединение осуществляется не только по границе матрица — волокно, но и по границе матрица — матрица.

Специфической особенностью образования соединения волокнистого композиционного материала сваркой взрывом является взаимодействие при высокоскоростном соударении плоской матричной пластины и цилиндрического волокна, а в промежутках между волокнами — взаимодействие матричных слоев. Поэтому большой интерес представляет сам механизм образования соединения волокнистого композиционного материала в условиях сложного взаимодействия матричных слоев и волокна. Частично этот вопрос исследован в [6].

Цель работы — исследование механизма и условий образования соединения волокнистого композиционного материала с учетом некоторых физико-механических свойств волокна и матрицы, рационального