

Рис. 2

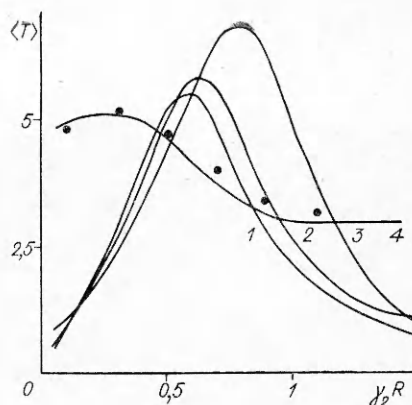


Рис. 3

ны для $\chi = 0; 0,5$ и 1 . Кривая 4 отвечает круговому отверстию $a_1 = b_1 = 1$, $h = 1,5$, $\chi = 0$, $\beta = 7\pi/8$, $\varphi = -\pi/2$, точками нанесены соответствующие данные из [5], полученные совершенно другим путем.

Результаты расчетов показывают, что учет предварительного магнитного поля при анализе динамической напряженности тела может привести к существенному завышению расчетной прочности тела по сравнению с реальной.

ЛИТЕРАТУРА

1. Shindo Y. Diffraction of antiplane shear waves by a finite crack in the presence of the magnetic field // *Z. angew. Math. und Mech.* — 1976. — V. 56, N 1.
2. Новацкий В. Электромагнитные эффекты в твердых телах. — М.: Мир, 1986.
3. Партон В. З., Кудрявцев Б. А. Электромагнитоупругость пьезоэлектрических и электропроводных сред. — М.: Наука, 1988.
4. Белоцерковский С. М., Лифанов И. К. Численные методы в сингулярных интегральных уравнениях. — М.: Наука, 1985.
5. Гузь А. Н., Кубенко В. Д., Черевко М. А. Дифракция упругих волн. — Киев: Наук. думка, 1978.

г. Сумы

Поступила 16 VII 1990 г. ■

УДК 535.9.082 : 53.082.73

Л. И. Кузнецов

ПЕРЕДАЧА ИМПУЛЬСА ДАВЛЕНИЯ НА МЕТАЛЛИЧЕСКИЕ И ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ МИШЕНИ, ОБЛУЧАЕМЫЕ НЕОДИМОВЫМ ЛАЗЕРОМ В РЕЖИМЕ СВОБОДНОЙ ГЕНЕРАЦИИ

При воздействии на материалы концентрированных потоков энергии, например лазерного излучения (ЛИ), при определенных энергиях наблюдаются осцилляции давления, измеряемые пьезодатчиками на тыльной стороне мишеней [1]. Авторы [1] обнаружили осцилляции давления на мишени из свинца при $J \approx 2$ МВт/см², которые при увеличении J быстро исчезали. В [2, 3] подробно анализируются возможные механизмы возникновения осцилляций за счет автоколебательного режима самоэкранировки или вспышки поглощения в плазме светорезионного факела при неустойчивом режиме испарения.

Для детального исследования осцилляций давления на мишенях проведены эксперименты на вакуумной камере ВИКА [4]. Импульсное ЛИ с длиной волны 1,06 мкм и длительностью по полувысоте $3 \cdot 10^{-4}$ с воздействовало на металлические и диэлектрические мишени в камере, давление в которой могло изменяться от 10^5 до 10^{-2} Па. Диаметр пятна облучения в большинстве режимов 6 мм, диаметр мишеней 20 мм.

Мишени 1 устанавливались на пьезодатчике (рис. 1), работающем в режиме источника напряжения. Особенность его — длинный акустопровод за пьезоэлементом 2, позволяющий разнести во времени до 1,5 мс основной и отраженный сигналы. Датчик хорошо экранирован от электрических и акустических полей, непосредственно на нем в вакуумной камере крепился разработанный широкополосный усилитель 6 с RC-входа порядка $1 \div 100$ с, что обеспечивало очень малую утечку заряда с пьезоэлемента за время измерения. Сигнал с усилителя поступал на цифровой запоминающий осциллограф С9-8 5 с быстрыми АЦП и буферной памятью. На вход другого канала осциллографа подавался сигнал с коаксиального фотоэлемента ФК-19 3, регистрировавшего временную развертку интенсивности ЛИ. Информация об управлении режимами эксперимента и данные с осциллографа и других вспомогательных приборов поступали на компьютеризированный комплекс ИВК-6 4 и обрабатывались.

Обработка сигналов с пьезодатчика и фотоэлемента сводилась к разбивке их осциллограмм на соответствующие элементарные участки по 10 мкс и двойной нормировке $\Delta P_i / \Sigma P_i / \Delta E_i / \Sigma E_i = \bar{P} / \bar{E}_0$ (ΔP_i и ΔE_i — площади элементарных участков, ΣP_i и ΣE_i — полные площади под этими кривыми). Такие действия позволяли независимо от формы ЛИ и величины сигналов выявить особенности динамики давления в области частот менее 100 кГц и убрать из рассмотрения высокочастотную составляющую сигналов, связанную с пиковым характером ЛИ в режиме свободной генерации.

На рис. 2 представлены результаты нормированных измерений давления на мишени из эбонита при разных плотностях потока ЛИ E_0/S и давлении окружающей среды $p_\infty = 10^5$ Па. Штриховая кривая — форма огибающей лазерного импульса, которая поддерживалась постоянной. Вариации по энергии осуществлялись сменой ослабителей (полупрозрачных зеркал) на выходе лазерной системы.

При $E_0/S < 10$ Дж/см² наблюдается неустойчивый режим испарения с регистрацией нескольких неупорядоченных пиков давления. При росте E_0/S появляется четкая осциллирующая конфигурация давления, причем со сменой знака вектора давления. Эти осцилляции хорошо наблюдаются как на осциллограммах, так и на графиках с нормированным давлением, например, при $E_0/S = 70$ Дж/см². При дальнейшем увеличении E_0/S относительные значения амплитуд осцилляций на фоне общего давления в пятне облучения падают и осцилляции становятся незаметными. Лишь при соответствующем масштабировании на графиках можно увидеть, что они сохраняются.

На рис. 3 представлена зависимость максимальных значений давления p , регистрируемых пьезодатчиком, от плотности потока ЛИ в пятне облучения при $p_\infty = 10^5$ Па. Как следует из графика, при изменении E_0/S от 70 до 800 Дж/см² p возрастает примерно в 15 раз и описывается эмпирической зависимостью

$$(1) \quad p = a(E_0/S)^n.$$

Для диэлектриков $n \simeq 1 \div 1,5$.

Вернемся к рис. 2, на котором масштабирование по оси ординат для $E_0/S = 70$ и 800 Дж/см² отличается в 15 раз, т. е. близко к значению возрастания сигнала с пьезодатчика. Абсолютные значения амплитуд осцилляций ведут себя консервативно с увеличением E_0/S . Как видно из рис. 3, амплитуда этих осцилляций при $E_0/S = 70$ Дж/см², когда осцилляции наиболее ярко выражены и хорошо заметны непосредственно на осциллограммах, порядка $p_\infty = 0,1$ МПа.

Аналогичная картина наблюдается и для металлических мишеней, например из Al, Mg, Ti (рис. 4), причем область хорошо видимых на экране осцилляций давлений отвечает, как и в случае диэлектриков, давлению в пятне облучения порядка p_∞ , и при росте E_0/S пульсации довольно быстро становятся трудно различимы без машинной обработки и масштабиро-

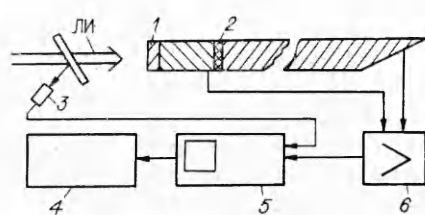


Рис. 1

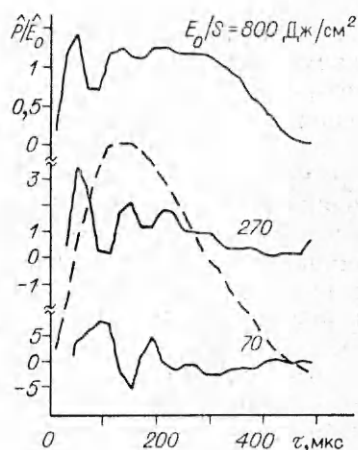


Рис. 2

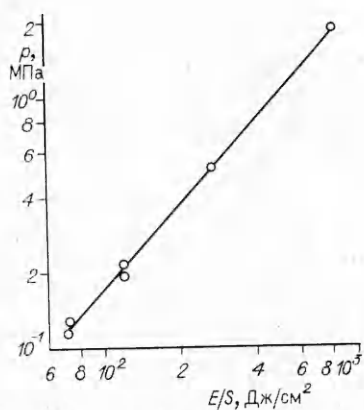


Рис. 3

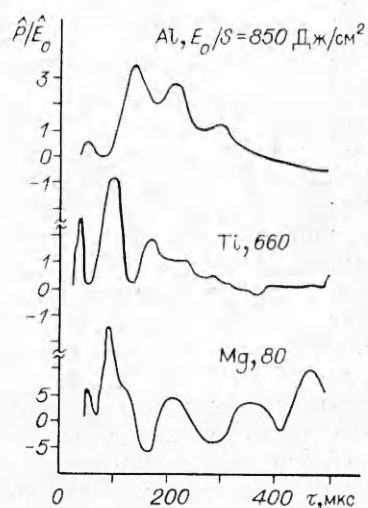


Рис. 4

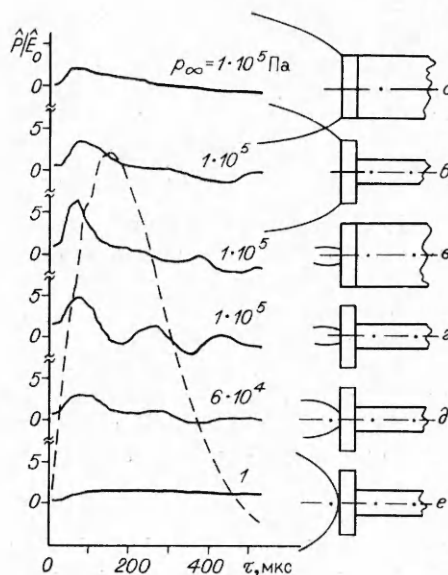
вания. Это объясняется тем, что для металлов $n = 2 \div 4$ в уравнении (1) и диапазон E_0/S , когда $p \approx p_\infty$, очень мал.

При понижении давления окружающей среды амплитуды осцилляций уменьшаются и в вакууме получается гладкая выпуклая кривая без отрицательных значений давления. Отнормированные кривые давления $z - e$ на рис. 5 построены для диэлектрической мишени при разных p_∞ , фиксированных $E_0/S = 80 \text{ Дж/см}^2$ и геометрии облучения.

Полученные данные (например, смена знака вектора давления, консерватизм амплитуды осцилляций при росте интенсивности ЛИ) находятся в противоречии с выводами моделей, основанных на автоколебательном процессе самоэкранирования [2] и вспышке поглощения в плазме светозероизионного факела при неустойчивом режиме испарения [3]. Результаты представленных здесь исследований, скорее, свидетельствуют о влиянии газодинамических процессов в околофакельном пространстве на формирование осцилляций давления на мишени.

Этими процессами, например эжекцией, можно объяснить отрицательные значения давления, возникающие при воздействии потока на «нерабочую» часть мишени, расположенную вне пятна облучения и крепления датчика, а также консерватизм амплитуд осцилляций при увеличении E_0/S . В данный механизм логично вписываются исчезновение осцилляций при истечении факела в вакуум и изменение амплитуды осцилляций при разных газах в затопленном пространстве. Наконец, измерения давлений

на мишенях при фиксированных $p_{\infty} = 10^5$ Па, $E_0/S = 80$ Дж/см² и вариации «нерабочей» части мишеней выявили изменение амплитуд осцилляций. Эта трансформация осциллограмм давления представлена на кривых *a* — *г* рис. 5. При большой «нерабочей» части мишени (кривая *г*) осцилляции давления ярко выражены. Когда уменьшается «нерабочая» часть мишени за счет роста пятна облучения (кривая *б*) до диаметра мишени или увеличивается диаметр датчика (кривая *в*), то эти осцилляции имеют менее выраженный характер. При практически полном отсутствии «нерабочей» части мишени (кривая *а*) осцилляции давления пропадают и осциллограмма давления становится похожа на кривую *е*, полученную в вакууме при большой «нерабочей» поверхности мишени.



Р и с . 5

ЛИТЕРАТУРА

1. Жиряков Б. М., Попов Н. И., Самохин А. А. Влияние плазмы на взаимодействие лазерного излучения с металлом // ЖЭТФ.— 1978.— Т. 75, вып. 2(8).
2. Углов А. А., Селищев С. В. Автоколебательные процессы при воздействии концентрированных потоков энергии.— М.: Наука, 1987.
3. Самохин А. А. Фазовые переходы первого рода при действии лазерного излучения на поглощающие конденсированные среды // Тр. ИОФАН.— М.: Наука, 1988.— Т. 13.
4. Кутателадзе С. С., Кузнецов Л. И., Завьялов В. И. Вакуумная импульсная камера ВИКА // IV Всесоюз. конф. по динамике разреженных газов: Тез. докл.— Новосибирск: ИТ СО АН СССР, 1979.

г. Новосибирск

Поступила 4/VII 1990 г.

УДК 624.1525

Н. И. Шишкин

ФРОНТ УДАРНОЙ ВОЛНЫ ПОДЗЕМНОГО ВЗРЫВА

Нахождение закона движения фронта ударной волны (УВ) при взрыве в сплошной среде иногда может быть осуществлено без получения полного решения задачи о взрыве. Например, при точечном взрыве в идеальном газе в силу автомодельности закон движения фронта сильной УВ получается из соображений размерности [1].

При взрыве в твердой среде (например, в грунте) движение неавтомодельно. На малых расстояниях от центра взрыва в области сильной волны автомодельность нарушается неточечностью очага реального взрыва. На больших же расстояниях, где взрыв можно принимать за точечный, автомодельность не имеет места, так как волну уже нельзя считать сильной. Тем не менее в начальной стадии подземного взрыва, пока волна сильная, закон движения и параметры фронта волны приближенно могут быть найдены без полного решения задачи о взрыве. Сделать это удастся с помощью «короткого» приближения или приближения разлетающейся оболочки [2—4].

В качестве оболочки рассматривается движущийся грунт, находящийся между продуктами взрыва и фронтом УВ. Масса оболочки возрастает за счет притока вещества через ее внешнюю границу (фронт УВ), а энергия — за счет работы продуктов взрыва на ее внутренней границе (контактной поверхности газ — грунт).

Использование законов сохранения массы, импульса и энергии с учетом условий на границах оболочки позволяет получить для одного из параметров фронта УВ обыкновенное дифференциальное уравнение, дающее возможность замкнуть систему Ранкина — Гюгонно, найти законы движения фронта и границы продуктов взрыва. Указанным способом рассчитывались параметры фронта УВ при взрыве в идеальном газе