

03;04;12

Генерация магнитного поля детонационной волной

© С.Д. Гилев, А.М. Трубачев

Институт гидродинамики им. М.А. Лаврентьева,
630090 Новосибирск, Россия
e-mail: Gilev@hydro.nsc.ru

(Поступило в Редакцию 30 июля 2001 г.)

Сообщается о генерации магнитного поля системой детонационных волн в конденсированном взрывчатом веществе. Схождение детонационных волн с высокой электропроводностью в зоне химической реакции вещества увеличивает магнитное поле на оси системы. Поставлены эксперименты, показавшие факт генерации поля. Обсуждаются особенности нового метода магнитной кумуляции. Предложена простая модель компрессии, которая качественно согласуется с экспериментальными данными.

Введение

Кумуляция магнитного потока проводящей оболочкой, приводимой в движение продуктами детонации химического взрывчатого вещества (ВВ), позволила получить сверхсильные магнитные поля $\approx 2 \cdot 10^3$ Т и плотности энергии $\sim 10^6$ Дж/см³ [1–5]. Трудности такого метода связаны с гидродинамическими неустойчивостями проводящей границы, перегревом проводящего слоя, сложной системой инициирования и создания начального магнитного потока. Эти проблемы в значительной степени снимаются в ударно-волновом методе магнитной кумуляции [6–9]. В области сжатия располагается вещество, которое под действием ударной волны переходит в хорошо проводящее состояние. Сходящаяся к оси система ударных волн производит захват и компрессию магнитного потока. В компактных ударно-волновых генераторах с массой заряда ВВ около 0.5 кг получены максимальные магнитные поля ≈ 400 Т [7].

В настоящей работе для компрессии магнитного потока и получения сильных магнитных полей предлагается использовать детонационные волны в конденсированных взрывчатых веществах. Проводящий слой продуктов детонации ВВ играет роль поршня, сжимающего магнитный поток. Такой способ сохраняет многие положительные черты ударно-волнового метода и отличается энергетической автономностью. Работоспособность нового способа магнитной кумуляции определяется проводимостью продуктов детонации ВВ, которая должна быть достаточно велика.

Электропроводность продуктов детонации большинства конденсированных ВВ составляет $\sigma \sim 1$ (Ω·см)⁻¹ [10–13]. В [14] показано, что ранние измерения сопровождались методическими погрешностями и для продуктов детонации тротила получено значение $\sigma \approx 25$ (Ω·см)⁻¹. В [15] предложена новая схема измерений, которая позволила существенно улучшить временное разрешение и поднять верхний предел регистрируемой проводимости. Применение схемы для литого тротила выявило сложную структуру детонационной проводимости, что связано с зоной

химической реакции и последующим расширением продуктов детонации. В зоне химической реакции (~ 1 мм) зарегистрирована пиковая электропроводность ≈ 250 (Ω·см)⁻¹, за ее пределами $\sigma \approx 30$ (Ω·см)⁻¹.

Высокопроводящая зона продуктов детонации

Значение пиковой электропроводности продуктов детонации тротила [15] является максимальным для химических ВВ, однако оно недостаточно для осуществления магнитной кумуляции. Повысить электропроводность продуктов детонации можно вводя в ВВ различные добавки (порошки металлов или полупроводников). В случае металлов добавка с самого начала обладает проводящими свойствами. Для полупроводников добавка первоначально непроводящая, но приобретает хорошо проводящие свойства в ударной волне вследствие термического возбуждения и металлизации полупроводника при сильном сжатии.

Нами выполнены измерения электропроводности продуктов детонации смесевых составов ВВ/металл. Постановка экспериментов аналогична [15]. Ширина шунта равнялась ширине области ВВ. Эксперименты показали, что при увеличении массового содержания металла в смеси до $\sim 50\%$ проводимость продуктов детонации растет более чем на три порядка по сравнению с ВВ без добавки. Максимальное содержание проводящей компоненты в смесевом составе ограничено, поскольку при увеличении количества добавки ухудшается детонирующая способность. Для образцов с линейными размерами ~ 1 см сопротивление продуктов детонации смесей может составлять несколько миллиом.

На рис. 1 показан профиль электропроводности в детонационной волне, найденный для состава октоген/Al 60/40. Как видно из рисунка, детонационная электропроводность обладает сильной пространственной неоднородностью. Основная проводимость сосредоточена в зоне толщиной ≈ 2 мм, примыкающей к детонационному фронту. При движении детонационной

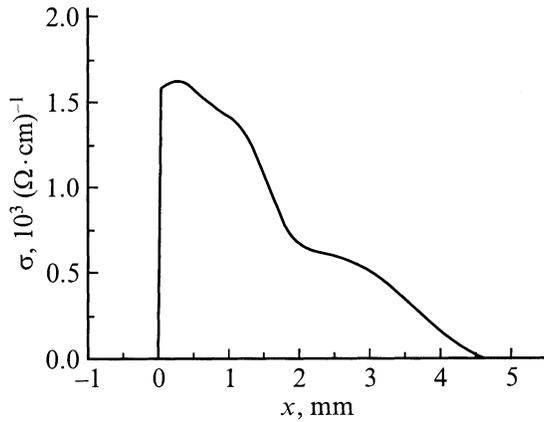


Рис. 1. Профиль электропроводности в детонационной волне для состава октоген/Al 60/40. Значение $x = 0$ соответствует фронту детонации.

волны высокопроводящая зона распространяется вместе с фронтом по ВВ. Высокая электропроводность соответствует зоне химической реакции ВВ. Реакция окисления алюминия и расширение продуктов детонации приводят к резкому понижению электропроводности. Такой специфический объект (зона высокой проводимости, распространяющаяся со скоростью $\sim 5 \text{ km/s}$) представляет интерес для высокоэнергетических электромагнитных систем. В частности, высокая проводимость зоны химической реакции ВВ может быть применена для компрессии магнитного потока и генерации магнитного поля.

Детонационный генератор магнитного поля

На рис. 2 показана схема детонационного генератора магнитных полей. Генератор включает в себя систему из двенадцати точечных инициаторов 1, распределенных равномерно по кругу. Инициаторы возбуждают детонацию во вспомогательном ВВ 2. Центральная область ге-

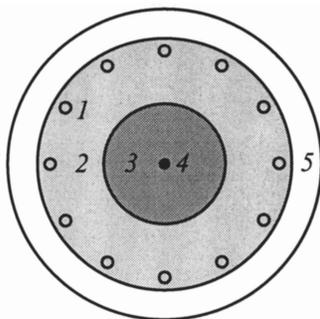


Рис. 2. Схема детонационного генератора магнитного поля: 1 — точки иницирования, 2 — вспомогательное взрывчатое вещество, 3 — рабочее взрывчатое вещество, 4 — индуктивный датчик, 5 — оболочка.

нератора (диаметр 62 mm, высота 50 mm) заполнена рабочим ВВ 3 (октоген/Al 60/40, плотность $\approx 1.4 \text{ g/cm}^3$). В рабочем ВВ создается система детонационных волн, сходящихся к оси, на которой находится индуктивный датчик 4.

Качество схождения детонационных волн к центральной оси контролировалось регистрацией оптического излучения с поверхности генератора. Для этого использовался сверхскоростной фоторегистратор ВФУ в покадровом режиме. На рис. 3 показана последовательность снимков для одного из опытов, где размер рабочей области был увеличен до 150 mm. Время возрастает сверху вниз и слева направо, интервал между кадрами составляет $1.6 \mu\text{s}$. Максимальное свечение соответствует области вблизи детонационного фронта. Качество инициирования и схождения волн можно оценить как удовлетворительное.

Перед подрывом в рабочем объеме создается магнитное поле $\approx 2 \text{ Т}$. Для этого батарея конденсаторов разряжается на накладные катушки Гельмгольца. Величина тока через катушки контролируется опорным индуктивным датчиком. Сигнал с измерительного датчика 4 регистрируется осциллографом С9-27.

На рис. 4, а показана экспериментальная запись напряжения с измерительного датчика после интегрирования. Такой сигнал пропорционален магнитному полю в месте расположения датчика. Как видно из рисунка, при схождении системы детонационных волн в рабочем ВВ магнитное поле на оси системы растет. Это означает, что в ВВ образуется проводящая пробка, которая производит компрессию магнитного потока. Коэффициент увеличения магнитного поля в данном опыте составляет 2.2.

Анализ работы детонационного генератора

Рассмотрим сходящуюся цилиндрическую детонационную волну в поперечном магнитном поле. Пусть электропроводность ВВ изменяется скачком от нуля до σ на фронте волны, который не имеет толщины. Одномерные уравнения Максвелла и обобщенный закон Ома дают систему уравнений

$$\begin{aligned} \frac{\partial B}{\partial r} &= -\mu_0 j, & \frac{1}{r} \frac{\partial(rE)}{\partial r} &= -\frac{\partial B}{\partial t}, \\ j &= \sigma(E + uB). \end{aligned} \quad (1)-(3)$$

Здесь использованы традиционные обозначения для магнитной индукции B , плотности тока j , электрического поля E , массовой скорости u . Магнитное поле на фронте волны непрерывно (по предположению, фронт бесконечно тонкий и поэтому не захватывает в себя тока). Из непрерывности магнитного поля следует непрерывность электрического поля. Уравнения (1)–(3) и непрерывность электромагнитного поля приводят к

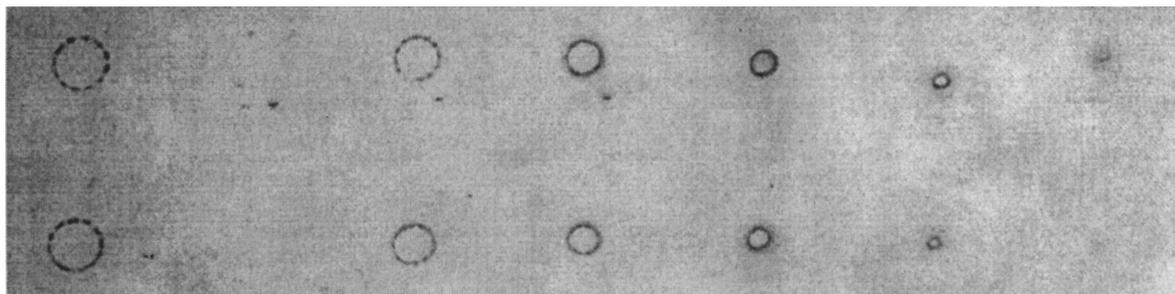


Рис. 3. Схождение системы детонационных волн в генераторе (последовательность оптических снимков).

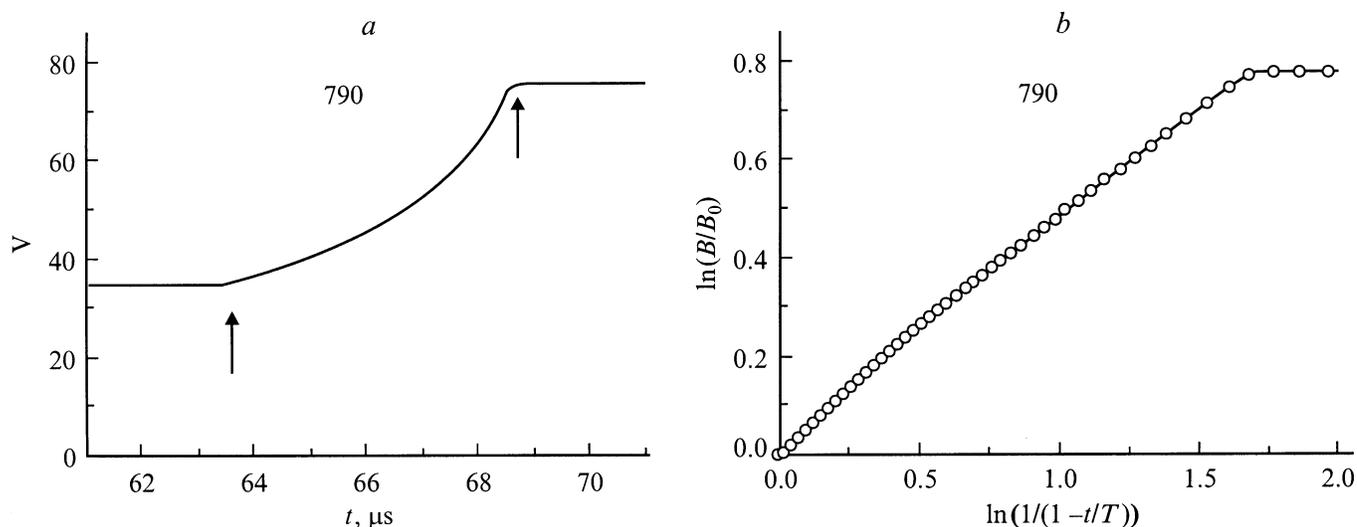


Рис. 4. Генерация магнитного поля детонационной волной в конденсированном взрывчатом веществе. *a* — запись индуктивного датчика в генераторе (сигнал пропорционален магнитному полю на оси), стрелками отмечены моменты образования проводящего слоя во взрывчатом веществе и приход волны на датчик; *b* — обработка полученной записи, тангенс угла наклона обработки к оси абсцисс определяет эффективный показатель роста магнитного поля α .

соотношению на фронте волны

$$\frac{r}{2} \frac{\partial B}{\partial t} \Big|_{r=r_f} = uB + \frac{1}{\mu_0 \sigma} \frac{\partial B}{\partial r} \Big|_{r=r_f}. \quad (4)$$

Здесь r_f — текущий радиус фронта волны. Если $\sigma \rightarrow \infty$, а массовая скорость u и волновая скорость D постоянны, то из (4) нетрудно получить

$$\frac{B(t)}{B_0} = \left(\frac{R_0}{r_f} \right)^{2\frac{u}{D}}.$$

Здесь B_0 — начальное магнитное поле, R_0 — начальный радиус области ВВ. Такая формула была получена в [6] для ударно-волнового сжатия магнитного поля. Отношение u/D определяется сжимаемостью материала и стремится к единице при использовании высокопористых веществ. Для детонационного генератора возможности варьирования u/D ограничены. Для нормальной детонации конденсированных ВВ в точке Чепмена–Жуге $u/D \sim 0.25$ [16]. Второе слагаемое в правой части

уравнения (4) отрицательно, поэтому омические потери энергии приводят к уменьшению темпа роста поля. Пусть поле сжимается проводящим слоем конечной электропроводности и постоянной толщины, который движется с постоянной скоростью. Численное решение такой модельной задачи показывает, что магнитное поле на оси можно описать формулой

$$\frac{B(t)}{B_0} = \left(\frac{R_0}{r_f} \right)^{2\alpha}, \quad (5)$$

где α — некоторый эффективный показатель степени, причем $\alpha < u/D$ для конечного σ и $\alpha \rightarrow u/D$ при $\sigma \rightarrow \infty$.

Если формула (5) справедлива, то обработка экспериментальной записи в переменных $(\ln(B/B_0), \ln[1/(1-t/T)])$ должна приводить к прямой линии (t — время от начала магнитной компрессии, T — полное время сжатия). Тангенс угла прямой к оси абсцисс определяет показатель 2α . На рис. 4, *b* показана обработка экспериментальной записи в указанных

переменных. Время T находилось по диаметру области ВВ и скорости детонации D , определенной в отдельных экспериментах. Как видно из рисунка, обработка осциллограммы близка к прямой линии, что показывает справедливость модельного описания поля генератора формулой (5). Найденный таким образом средний показатель $\alpha \approx 0.24$. Эта величина близка к характерному значению u/D при детонации конденсированных ВВ.

Эксперименты показывают, что рост магнитного поля существенно зависит от режима детонации ВВ. Так, для затухающей детонации зарегистрирован коэффициент увеличения поля ≈ 8 . Это обусловлено ростом сжатия (и эффективного показателя α) при переходе детонационной волны в ударную. При этом существенно удлиняется время работы генератора. Внимательный анализ начальной фазы кумуляции дает возможность обнаружить также режим пересжатой детонации, который возникает при иницировании смесового состава от мощного вспомогательного ВВ. На рис. 4, *b* это проявляется в большом наклоне обработки в начале компрессии. Таким образом, переходные режимы детонации влияют на эффективность магнитной кумуляции.

Обсуждение

Проведенные эксперименты показали возможность генерации магнитного поля детонационными волнами. Эффективность работы детонационного генератора ограничена двумя факторами. Во-первых, отношение u/D для детонационной волны относительно невелико. Это приводит к большим конвективным потерям магнитного потока через фронт волны. Во-вторых, сжатие поля осуществляется проводящей зоной конечного сопротивления. Оценка магнитного числа Рейнольдса проводящей области $Re_m = \mu_0 \sigma u x_0$ (x_0 — размер области) приводит для выполненных экспериментов к значению $Re_m \approx 0.4$. Использование ВВ с большим значением электропроводности продуктов детонации и ширины зоны химической реакции может дать более высокие результаты.

Достоинство детонационного метода магнитной кумуляции состоит в новых чертах устройства. Использование детонационной волны дает большую свободу в выборе геометрии сжатия и возможность ее динамической трансформации в процессе схлопывания, что невозможно в методе сжатия металлической оболочкой [1,2] и затруднено при ударно-волновом сжатии [6–9], где влияют волны разрежения из-за краевых эффектов. При этом не просматривается принципиальных ограничений получения полей при использовании больших начальных площадей. Возможен также ряд комбинированных схем, сочетающих достоинства разных подходов магнитной кумуляции в одном устройстве.

Отметим, что, поскольку выходной сигнал определяется состоянием продуктов детонации ВВ, эксперименты с детонационным генератором могут быть полезны для

исследования детонационных явлений. Рост поля существенно зависит от переходных детонационных режимов. Это указывает на возможность использования магнитной кумуляции для бесконтактной диагностики детонационных процессов.

Заключение

Показана работоспособность метода генерации магнитного поля системой детонационных волн в конденсированном ВВ. В отличие от ударной волны детонация является самоподдерживающимся процессом, что придает новые качества кумулятивным системам (энергетическая автономность, гибкость, возможность динамической трансформации геометрии сжатия).

Авторы выражают благодарность А.М. Рябчуну, составившему программу расчета сжатия магнитного потока слоем конечной толщины.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 99-02-16807).

Список литературы

- [1] Fowler C.M., Garn W.B., Caird R.S. // J. Appl. Phys. 1960. Vol. 31. N 3. P. 588–594.
- [2] Сахаров А.Д. // УФН. 1966. Т. 88. № 4. С. 725–734.
- [3] Кнопфель Г. Сверхсильные импульсные магнитные поля. М.: Мир, 1972.
- [4] Лагутин А.С., Ожогин В.И. Сильные импульсные магнитные поля в физическом эксперименте. М.: Энергоатомиздат, 1988.
- [5] Мегагаусная и мегаамперная импульсная технология и применение. Тр. 7-й Междунар. конф. по генерации мегагаусных магнитных полей и родств. экспериментам. Саров: ВНИИЭФ, 1997. Т. 1, 2.
- [6] Гилев С.Д., Трубочев А.М. // Письма в ЖТФ. 1982. Т. 8. Вып. 15. С. 914–917.
- [7] Биченков Е.И., Гилев С.Д., Рябчун А.М. и др. // ПМТФ. 1987. № 3. С. 15–24.
- [8] Nagayama K. // Appl. Phys. Lett. 1981. Vol. 38. N 2. P. 109–110.
- [9] Nagayama K., Mashimo T. // J. Appl. Phys. 1987. Vol. 61. N 10. P. 4730–4735.
- [10] Бриш А.А., Тарасов М.С., Цукерман В.А. // ЖЭТФ. 1959. Т. 37. Вып. 6(12). С. 1543–1549.
- [11] Jameson R.L., Lukasik S.J., Pernick B.J. // J. Appl. Phys. 1964. Vol. 35. Pt 1. N 3. P. 714–720.
- [12] Ершов А.П., Зубов П.И., Лукьянчиков Л.А. // ФГВ. 1974. Т. 10. № 6. С. 864–873.
- [13] Антипенко А.Г., Дремин А.Н., Якушев В.В. // ДАН СССР. 1975. Т. 225. № 5. С. 1086–1088.
- [14] Ершов А.П., Сатонкина Н.П., Дибиров О.А. и др. // ФГВ. 2000. Т. 36. № 5. С. 97–108.
- [15] Гилев С.Д., Трубочев А.М. // ЖТФ. 2001. Т. 71. Вып. 9. С. 123–127.
- [16] Физика взрыва / Под ред. К.П. Станюковича. М.: Наука, 1975.