

## 3D МОДЕЛЬ СОСРЕДОТОЧЕННОЙ ОБОЛОЧКИ С МАГНИТНЫМ ПОЛЕМ

С. А. Холин, В. И. Нечпай, Л. Ф. Потапкина, С. Г. Смирнов

ФГУП "РФЯЦ-ВНИИЭФ", 607188, г. Саров Нижегородской обл.

С помощью модели сосредоточенной оболочки с магнитным полем сравнивается влияние двумерной и трехмерной асимметрии на сжатие и зажигание термоядерной смеси.

Одной из сложных проблем инерционного термоядерного синтеза (ИТС) является обеспечение симметричного сжатия в  $>10000$  раз газа, который обеспечивает своим горением зажигание твердой термоядерной смеси. Приемлемой считается асимметрия в потоке энергии  $<2\%$  на  $1\text{ см}^2$ , затрачиваемой на сжатие капсулы [1]. Симметрию можно повышать уменьшением радиуса капсулы, что приводит к уменьшению массы термоядерной смеси. Ее можно уменьшить также увеличением радиуса корпуса, внутри которого размещается капсула, что приводит к снижению температуры на ее поверхности, к уменьшению потока энергии в капсулу, для компенсации чего с целью обеспечения запасов по зажиганию придется также уменьшать массу термоядерной смеси. Уменьшение массы термоядерной смеси приводит к снижению выделившейся в капсуле термоядерной энергии. Можно попытаться достичь зажигания при меньших плотностях, поместив капсулу в магнитное поле, в котором уменьшаются коэффициенты электронной теплопроводности, уменьшается пробег альфа-частиц, а нужная для зажигания температура достигается при меньших плотностях газа. Одномерная

3-температурная модель горения термоядерного газа в магнитном поле анализируется в работе [2], аналогичная двумерная модель в работе [3]. В данной работе рассмотрен трехмерный вариант. За основу принята газодинамическая модель сосредоточенной оболочки (СО). В этой модели предполагается, что сжимаемое вещество однородно и изотропно, а на его поверхности располагается относительно массивная бесконечно тонкая оболочка, от поведения которой зависит форма и степень сжатия плазмы внутри оболочки.

Модель СО была впервые использована для сжатия цилиндрических оболочек [4]. Сферическая модель СО была использована в работе [5] для анализа устойчивости сжатия тонких оболочек. В работе [6] метод СО использовался для численного исследования роста 2D и 3D возмущений на поверхности плоского слоя. Во ВНИИЭФ в 1980 г. 2D расчеты по модели СО проводились И. Г. Жидовым, Г. Ф. Насыровым. Во ВНИИТФ

Л. И. Шибаршовым была разработана теория малых возмущений [7], а 3D вариант модели СО был реализован в программе СОМ-3 [8]. В работах [9, 10, 11] рассматриваются трехмерные варианты модели СО, но только в однотемпературном приближении.

### 1. Постановка задачи

Задана бесконечно тонкая оболочка, имеющая начальную форму  $R(t=0, \theta, \varphi) = R_0(\theta, \varphi)$  и начальный объем  $V_0$ . Известна начальная поверхностная плотность оболочки  $\mu_0(\theta, \varphi)$ . Оболочка заполнена газом под давлением  $P_{in}$ . В качестве граничного условия может быть задано поле скоростей движения оболочки  $\mathbf{u}(t=0, \theta, \varphi) = \mathbf{u}_0(\theta, \varphi)$  в начальный момент или распределение во времени внешнего давления  $P_{ex}(t) = P_{ex}(t, \theta, \varphi)$ . Трехмерные уравнения сосредоточенной оболочки имеют вид

$$du_R/dt = (P_{ex} - P_{in})n_R/\mu + u_\theta^2/R + u_\varphi^2/R; \quad (1)$$

$$du_\varphi/dt = (P_{ex} - P_{in})n_\varphi/\mu - u_\theta u_R/R - u_\varphi u_\theta \text{ctg } \theta/R; \quad (2)$$

$$du_\theta/dt = (P_{ex} - P_{in})n_\theta/\mu - u_\theta u_R/R + u_\varphi^2 \text{ctg } \theta/R; \quad (3)$$

$$d\mathbf{R}/dt = \mathbf{u}. \quad (4)$$

Здесь  $P_{ex}(t, \theta, \varphi)$ ,  $P_{in}(t, \theta, \varphi)$  – давление на внешней и внутренней поверхностях оболочки;  $n_R(t, \theta, \varphi)$ ,  $n_\theta(t, \theta, \varphi)$ ,  $n_\varphi(t, \theta, \varphi)$  – компоненты единичного вектора нормали к поверхности оболочки;  $\mu(t, \theta, \varphi)$  – масса на единицу площади поверхности оболочки;  $u_R(t, \theta, \varphi)$ ,  $u_\theta(t, \theta, \varphi)$ ,  $u_\varphi(t, \theta, \varphi)$  – компоненты скорости оболочки;  $R$  – радиус-вектор точки на поверхности оболочки. Система уравнений замыкается условием сохранения массы оболочки  $M_s, \mu(0) = M_s/S(0)$

$$\int \mu ds = \text{const}. \quad (5)$$

Интеграл берется по поверхности оболочки  $R(t, \theta, \varphi)$ . Уравнение состояния плазмы – 3-температурный идеальный газ.

Новым является алгоритм определения давления:

$$P = \frac{1}{3} \frac{E_r}{V} + \frac{2}{3} \frac{E_e}{V} + \frac{2}{3} \frac{E_i}{V} + \frac{B_o^2}{8\pi} \frac{24}{35} \left( \frac{V(0)}{V} \right)^{\frac{4}{3}}. \quad (6)$$

Здесь  $(E_r, E_e, E_i)$  – энергия излучения, внутренняя энергия электронов и ионов в объеме газа  $V$ ;  $B_o$  – напряженность магнитного поля;  $B_o, V(0)$  – являются начальными значениями.

Однородность и изотропность газа выражается в том, что в расчетах используются значения объема  $V$ , площади поверхности  $S$ , среднего радиуса  $R_m$  и средней скорости  $U_m$ , причем форма газа может отличаться от сферической, т. е.  $V \neq \frac{4\pi R_m^3}{3}$ .

Средняя скорость  $U_m$  определяется через кинетическую энергию  $E_k$  оболочки и ее массу  $M_s$ , средний радиус  $R_m$  – через объем  $V$  и площадь  $S$  внешней поверхности газа.

$$R_m = 3V/S; \quad (7)$$

$$U_m = (2E_k/M_s)^{0,5}. \quad (8)$$

Уравнения (9), (10), (11) описывают изменение во времени энергии излучения, внутренней энергии ионов и электронов. Уравнение (12) описывает выделение термоядерной энергии, а уравнение (13) описывает изменение массы газа в связи с вылетом нейтронов. Эти уравнения в несколько ином виде приведены в работе [3], основное отличие – корректировка некоторых функций, входящих в правую часть уравнений.

$$\frac{dE_r}{dt} = F31 + F3_{er} - F3_{rc}; \quad (9)$$

$$\frac{dE_e}{dt} = F41 - F3_{er} + F4_{ie} - F4_{ec} + F4_{ae}; \quad (10)$$

$$\frac{dE_i}{dt} = F51 - F4_{ie} - F5_{ic} + F5_{ai}; \quad (11)$$

$$\frac{dE_a}{dt} = F4_{ae} + F5_{ai}; \quad (12)$$

$$\frac{dM_g}{dt} = -Z_i. \quad (13)$$

Функции  $F31, F41, F51$  описывают работу сил давления на внешнюю оболочку

$$F31 = -\frac{1}{3} S E_r \frac{1}{V} U_m, \quad F41 = -S \frac{2}{3} \frac{E_e}{V} U_m,$$

$$F51 = -S \frac{2}{3} \frac{E_i}{V} U_m. \quad (14)$$

Функции  $F3_{er}, F4_{ie}$  – описывают обмен энергией между электронами и излучением и между ионами и электронами

$$F3_{er} = K_{er} (T_e)^{0,5} \frac{T_e - T_s}{T_e} V; \quad (15)$$

$$F4_{ie} = K_{ie} \frac{T_i - T_e}{\frac{3}{T_e^2}} V. \quad (16)$$

Функции  $F3_{rc}, F4_{ec}, F5_{ic}$  – описывают потери энергии газом за счет излучения, процессов электронной и ионной теплопроводности

$$F3_{rc} = SK_{rc} \frac{T_r - T_s}{\alpha R_m}; \quad (17)$$

$$F4_{ec} = K_{ec} \frac{T_e - T_r}{\alpha R_m} S; \quad (18)$$

$$F5_{ic} = SK_{ic} \frac{T_i - T_r}{\alpha R_m}. \quad (19)$$

Здесь принято, как и в работе [2]  $\alpha = 0,2$ , но в отличие от работы [2] в числителе – разность температур.

Функции  $F_{ae}, F_{ai}$  – описывают энергию, выделяющуюся в газе при торможении на ионах и электронах  $\alpha$ -частиц, образующихся в термоядерных реакциях. Она значительно возрастает при наличии магнитного поля. Они заимствованы из работы [2]. Функция  $Z_i$  описывает потерю массы в результате вылета нейтронов, образующихся в термоядерной реакции.

$T_r, T_e, T_i, T_{s1}$  – средние температуры излучения, электронов, ионов и оболочки.

$$T_r = \left[ \left( \frac{E\gamma}{V} \frac{1}{1,37} \right) \right]^{\frac{1}{4}}; \quad (20)$$

$$T_e = \left| \frac{E_e}{M_g A_e} \right|; \quad (21)$$

$$T_i = \left| \frac{E_i}{M_g A_i} \right|; \quad (22)$$

$$T_s = \left| \frac{P_s V_s}{11,6 \cdot M_s \cdot 1,5} \right|. \quad (23)$$

Знак модуля в уравнениях (20)–(23) полезен, так как иначе трудно контролировать положительность температур при неудачном выборе временного шага в процессе проведения расчетов;  $\gamma = 2,5$ , как в работе [3];  $V_s$  – объем оболочки, давление в оболочке принимается равным давлению в газе;  $R_s(0)$  – внешний радиус оболочки на начальный момент.

$$V_s = V_s(0) \left( \frac{P_s(0)}{P_s} \right)^{\frac{1}{\gamma}}; \quad (24)$$

$$V_s(0) = 4\pi \left( R_s(0)^3 - R(0)^3 \right) / 3. \quad (25)$$

Коэффициенты  $K_{er}, K_{ie}, K_{rc}$  в уравнениях те же, что и в работе [2]. При вычислении этих коэффициентов, а также теплоемкостей  $A_e, A_i$  электронов и ионов учтено изменение числа частиц из-за вылета нейтронов. При вычислении  $K_{ec}, K_{ic}$  при наличии магнитного поля традиционные коэффициенты электронной и ионной теплопроводности и соответствующие коэффициенты при наличии магнитного поля усреднялись по правилу среднего геометрического. В коэффициентах теплопроводности при наличии магнитного поля в качестве про-

бега принимался радиус вращения заряженной частицы вокруг силовой линии магнитного поля. Вблизи мишени при сжатии должно происходить перезамыкание магнитных силовых линий. В этой модели влияние магнитного поля завьшается.

В отличие от работы [2] вблизи достижения максимального сжатия не осуществлялся переход на новый приближенный способ расчета газодинамики, так как его трудно обобщить на случай трехмерных деформаций формы оболочки.

## 2. Сжатие мишени инерционного синтеза

За основу расчета была взята газовая область мишени тяжелоионного термоядерного синтеза с радиусом газовой области  $R_g = 0,2$  см, плотностью газа  $\rho_g = 0,3 \cdot 10^{-3}$  г/см<sup>3</sup>, массой  $M_g = 10^{-5}$  г, массой оболочки  $M_s = 40 \cdot 10^{-5}$  г. Начальная скорость оболочки  $U_m(0) = -5 \cdot 10^7$  см/с. Начальные температуры газа: ионов –  $T_i = 0,145$  кэВ, электронов –  $T_e = 0,005$  кэВ, излучения –  $T_r = 0,001$  кэВ. Начальная напряженность магнитного поля 10000 Э. В начальный момент магнитное давление было в 6000 раз меньше материального. Так как в процессе сжатия магнитное давление растет как  $R^{-4}$ , а материальное как  $R^{-5}$ , то в течение всего процесса сжатия в рассматриваемых примерах магнитным давлением можно пренебречь. Несколько возрастет асимметрия сжатия, так как вблизи полюсов влияние магнитного поля на коэффициенты теплопроводности будут меньше. В рассматриваемой модели, как и в работе [3], этот эффект не учтен.

На поверхности газа задавалось возмущение в величине начальной скорости

$$U_m(0, \theta, \varphi) = -5(1 + a_1 P_2(\cos \theta) + a_2 P_4(\cos \theta)) \times (1 + a_3 \cos 4\varphi). \quad (26)$$

Здесь обычные двумерные эффекты имитируются полиномами Лежандра  $a_1 P_2(\cos \theta) + a_2 P_4(\cos \theta)$ , трехмерный эффект имитируется множителем  $(1 + a_3 \cos 4\varphi)$ . Он приводит к появлению 2 пар по 4 максимума по углу  $\varphi$ , что соответствует 4 группам лазерных пучков, проходящих через отверстия в корпусе мишени.

Был сосчитан базовый одномерный расчет и по 6 вариантов 2D и 3D расчетов. В табл. 1 приведены константы  $a_1, a_2, a_3$  с которыми были проведены расчеты.

Чтобы четче выявить вклад трехмерных эффектов, константы  $a_2$  в трехмерных расчетах использованы те же, что и в двумерных расчетах. Значение константы 0,05 в скорости означает, что соответствующее возмущение в энергии составляло  $\sim 10\%$  и т. д.

Сегодня принято считать, что возмущения менее 2% (по энергии) допустимы, т. е. варианты 0, 5 и 6. В табл. 2 приведены основные результаты расчетов.

Здесь  $\text{Max}T_i, \text{Max}T_e, \text{Max}T_r$  – максимальные значения температуры ионов, электронов и измерения в газе в кэВ.  $\text{Max} \rho_g$  – максимальное значение плотности газа

в г/см<sup>3</sup>.  $E_a$  – термоядерная энергия, выделившаяся в газе в кДж. Начальное значение энергии – 50 кДж. КПД означает выгорание трития в %. Время в первом столбце указывает на момент достижения максимальных плотностей и температур в  $10^{-7}$  с.

Таблица 1

Перечень расчетов и величины используемых констант

	Варианты	$a_1$	$a_2$	$a_3$
1D	V0(1D), V0_H(1D)	0	0	0
2D	V1(2D), V1_H(2D)	0,05	-0,025	0
	V2(2D), V2_H(2D)	0,02	-0,025	0
	V3(2D), V3_H(2D)	-0,05	-0,025	0
	V4(2D), V4_H(2D)	-0,05	0,025	0
	V5(2D), V5_H(2D)	0,01	-0,005	0
	V6(2D), V6_H(2D)	0,005	-0,0025	0
3D	V1(3D), V1_H(3D)	0,05	-0,025	0,025
	V2(3D), V2_H(3D)	0,02	-0,025	0,025
	V3(3D), V3_H(3D)	-0,05	-0,025	0,025
	V4(3D), V4_H(3D)	-0,05	0,025	-0,025
	V5(3D), V5_H(3D)	0,01	-0,005	0,005
	V6(3D), V6_H(3D)	0,005	-0,0025	0,0025

Изложенная выше модель несколько отличается от модели в работе [3]. Варианты D10, D10-H соответствуют вариантам III и V в работе [3]. Сравнение результатов расчетов указывает на небольшое отличие в температурах и плотностях, что привело к уменьшению выделившейся термоядерной энергии с 480 кДж, 48 кДж до 440 кДж, 47кДж соответственно.

В одномерном расчете влияние магнитного поля оказалось отрицательным. Несмотря на повышение температуры горения почти в 2 раза, уменьшение плотности газа на стадии горения почти в 100 раз привело к снижению выделившейся термоядерной энергии почти в 10 раз. С другой стороны, без магнитного поля, чтобы достичь  $\sim 70\%$  выгорания трития, необходимо сжать газ в  $10^6$  раз. С магнитным полем газ горит при сжатии его в  $10^4$  раз.

Когда амплитуда возмущения в скорости не более 1% (варианты 5 и 6, по энергии – не более 2%), то проигрыш в энерговыделении по сравнению с одномерным расчетом достигает  $\sim 2$  раз в 2D расчете и  $\sim 10$  раз в 3D расчете. При наличии магнитного поля горение происходит в 2D и в 3D расчетах при плотности в  $\sim 50$  раз меньшей, чем при отсутствии поля. Это энерговыделение остается еще приемлемым, если исходное энерговыделение было на грани зажигания основной массы термоядерного горючего в составе капсулы.

Когда амплитуда возмущения в скорости более 1% (1, 2, 3 и 4 варианты, по энергии асимметрия достигает 10%), то проигрыш в энерговыделении по сравнению с одномерным расчетом в 3D расчете значительно больше, чем в 2D расчете. При наличии магнитного поля горение происходит и в 2D, и в 3D расчетах при плотности меньшей, чем в одномерном расчете.

Таблица 2

Основные результаты расчетов сжатия капсул мишеней

		Max $T_i$	Max $T_e$	Max $T_r$	Max $\rho_g$	$E_a$ , кДж	КПД, %
1D	V0(1D)	35,4	24,4	14	346	440	65,4
	V0_H(1D)	69,8	61,5	2,32	3,34	47	7,0
2D $t = 0,0415$	V1(2D)	5,59	5,37	4,02	25,1	2,0	0,30
	V2(2D)	9,54	9,04	6,18	57,2	21,3	3,14
	V3(2D)	3,92	3,85	3,03	10,5	0,61	0,09
	V4(2D)	6,34	6,23	4,32	30,7	46	6,7
	V5(2D)	26,0	19	10,00	154	229	33,7
	V6(2D)	30,9	21,7	11,40	223	328	48,5
2D-H $t = 0,0393$	V1_H(2D)	57,3	56,1	1,55	1,36	17,2	2,5
	V2_H(2D)	54,5	53,4	1,72	1,86	24,	3,5
	V3_H(2D)	43,0	43,4	1,31	0,99	15,7	2,2
	V4_H(2D)	55,6	54,9	1,43	1,11	5,3	0,79
	V5_H(2D)	67,6	61,8	2,30	3,32	45,6	6,65
	V6_H(2D)	70,5	62,2	2,39	3,60	49,2	7,26
3D $t = 0,0415$	V1(3D)	3,7	3,5	2,8	8,2	0,28	0,041
	V2(3D)	8,8	8,2	6,1	60,5	15,3	2,26
	V3(3D)	3,0	2,9	2,2	4,0	0,10	0,015
	V4(3D)	3,4	3,3	2,7	5,9	0,19	0,028
	V5(3D)	11,9	10,5	7,3	89,5	38,7	5,72
	V6(3D)	16,7	13,6	8,9	133	103,5	15,3
3D-H $t = 0,0385$	V1_H(3D)	44,3	44,8	1,1	0,60	7,18	1,06
	V2_H(3D)	47,4	46,9	1,7	1,98	18,03	2,65
	V3_H(3D)	39,2	39,8	0,90	0,42	5,64	0,83
	V4_H(3D)	37,6	38,3	0,93	0,47	5,82	0,86
	V5_H(3D)	49,8	48,8	1,83	2,30	21,2	3,13
	V6_H(3D)	52	50,3	1,97	2,71	25,7	3,79

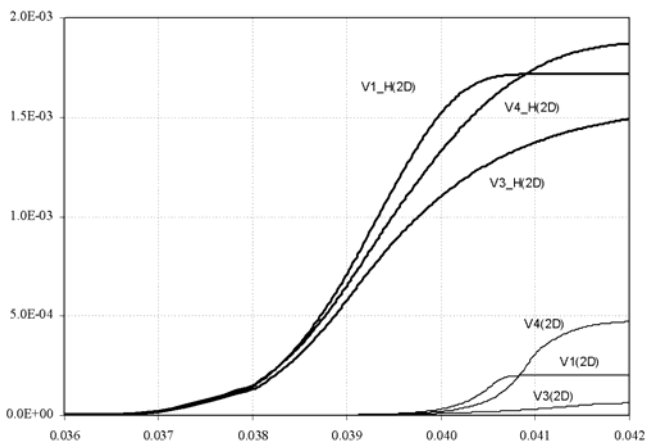


Рис. 1. Зависимость термоядерной энергии от времени для нескольких 2D вариантов с магнитным полем и без магнитного поля (энергия в 10 МДж)

Особенностью модели является то, что при сжатии полости кинетическая энергия оболочки переходит в основном не во внутреннюю энергию термоядерной смеси, а во внутреннюю энергию оболочки, поэтому если оболочка была близка к зажиганию, то увеличение ее внутренней энергии может быть очень существенным.

В присутствии магнитного поля происходит рост температуры, но он не может компенсировать значительное уменьшение плотности. Например, при увеличении температуры от 6 до 29 кэВ скорость термоядер-

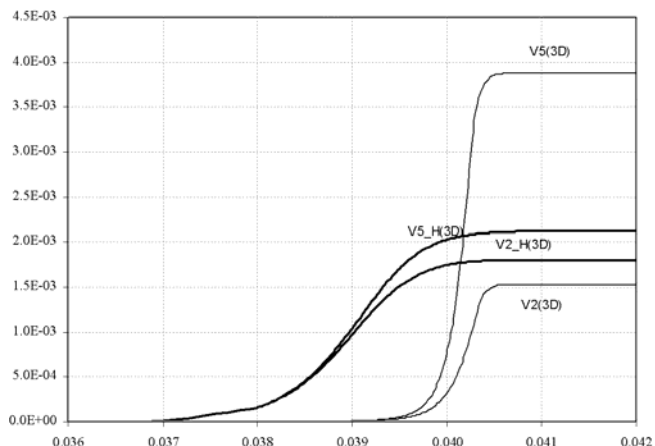


Рис. 2. Зависимость термоядерной энергии от времени для нескольких 3D вариантов с магнитным полем и без магнитного поля (энергия в 10 МДж)

ной реакции растет в 27 раз, а при изменении от 43 до 69 кэВ – всего на 6 %.

На рис. 1, 2 приведены зависимости от времени энерговыделения для некоторых 2D и 3D расчетов. Эти рисунки показывают, что горение термоядерной смеси в расчетах с магнитным начинается значительно раньше, чем в расчетах без магнитного поля, т. е. при значительно меньших плотностях. При значительной асимметрии энерговыделение с магнитным полем больше, чем без поля. Только в варианте 5 при асимметрии в скорости 1 % (в энергии 2 %) энерговыделе-

ние с магнитным полем, как и в одномерном расчёте, больше, чем без магнитного поля.

На рис. 3 приведены геометрии мишени варианта 2(2D) на 4 момента времени. Из-за значительного уменьшения размера капсулы в процессе сжатия затруднительно рассмотреть форму внешней поверхности на моменты близкие к моменту максимального сжатия. Для наглядности на рис. 4–9 изображения капсул приведены в увеличенном масштабе до примерно одинаковых размеров.

Двумерный характер сжатия нескольких вариантов капсул без магнитного поля и с магнитным полем иллюстрируют рис. 3–5. Трёхмерный характер сжатия вариантов без магнитного поля и с магнитным полем иллюстрируют рис. 6–9.

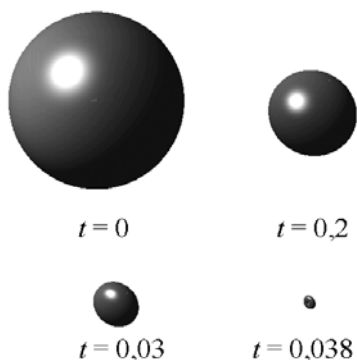


Рис. 3. Динамика сжатия поверхности капсулы без магнитного поля для начальной скорости оболочки с  $a_1 = 0,02$ ;  $a_2 = -0,025$ ;  $a_3 = 0$  ( вариант V2(2D) )

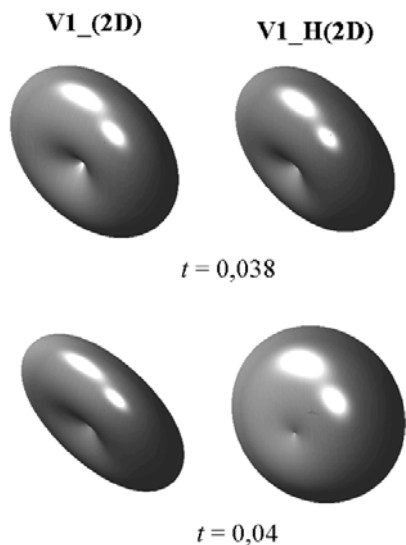


Рис. 4. 2D деформация поверхности капсулы на моменты, близкие к максимальному сжатию без магнитного поля и с магнитным полем для начальной 2D скорости оболочки с  $a_1 = 0,05$ ;  $a_2 = -0,025$ ;  $a_3 = 0$

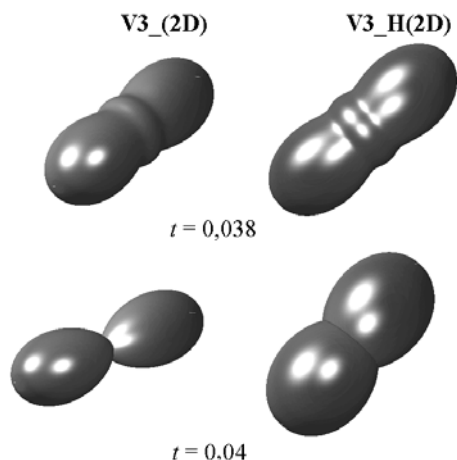


Рис. 5. 2D деформация поверхности капсулы на моменты, близкие к максимальному сжатию без магнитного поля и с магнитным полем для начальной 2D скорости оболочки с  $a_1 = -0,05$ ;  $a_2 = -0,025$ ;  $a_3 = 0$

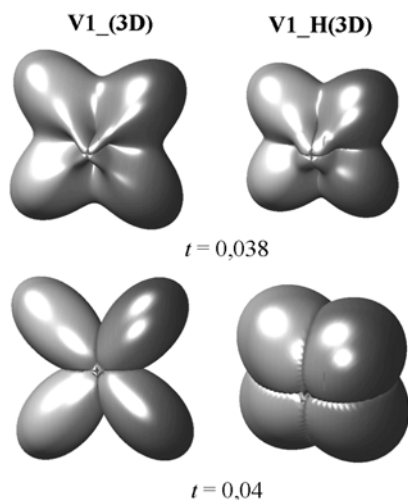


Рис. 6. 3D деформация поверхности капсулы на моменты, близкие к максимальному сжатию без магнитного поля и с магнитным полем для 3D начальной скорости оболочки с  $a_1 = 0,05$ ;  $a_2 = -0,0025$ ;  $a_3 = 0,025$

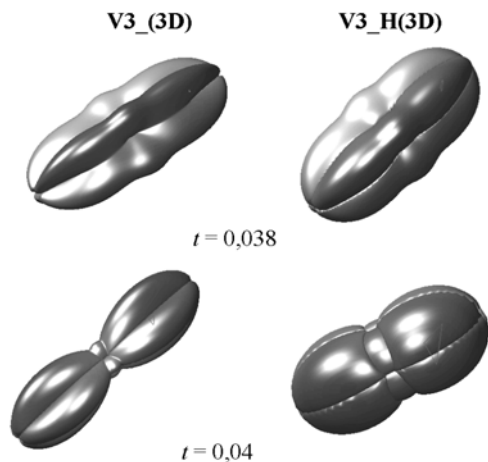


Рис. 7. 3D деформация поверхности капсулы на моменты, близкие к максимальному сжатию без магнитного поля и с магнитным полем для 3D начальной скорости оболочки с  $a_1 = -0,05$ ;  $a_2 = -0,025$ ;  $a_3 = 0,025$

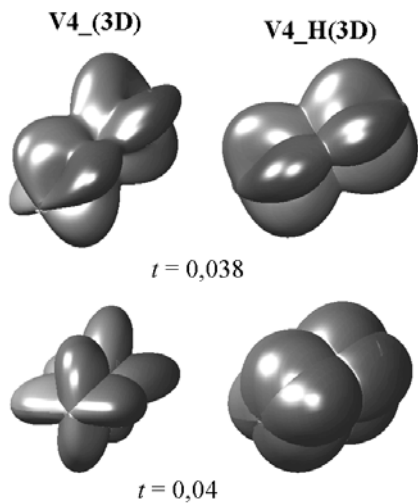


Рис. 8. 3D деформация поверхности капсулы на моменты, близкие к максимальному сжатию без магнитного поля и с магнитным полем для 3D начальной скорости оболочки с  $a_1 = -0,05$ ,  $a_2 = 0,025$ ;  $a_3 = -0,025$

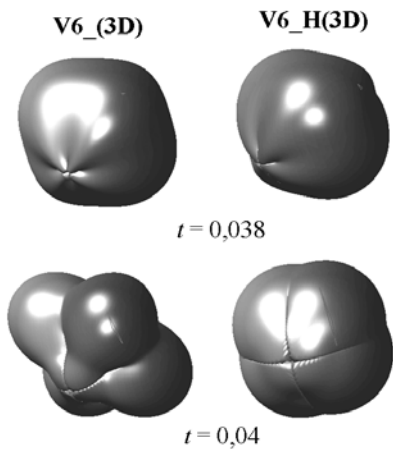


Рис. 9. 3D деформация поверхности капсулы на моменты, близкие к максимальному сжатию без магнитного поля и с магнитным полем для 3D начальной скорости оболочки с  $a_1 = 0,02$ ,  $a_2 = -0,025$ ;  $a_3 = 0,025$

## Список литературы

1. Callahan D. A., Amendt P. A., Dewald E. L., Haan S. W., Hinkel D. E., Izumi N., Jones O. S., Landen O. L., Lindl J. D., Pollaine S. M., Suter L. J., Tabak M., Tumer R. E. User laser entrance hole to increase coupling efficiency in indirect drive ignition targets for the National Ignition Facility // *Phys. Plasmas*. 2006. Vol. **13**. 056307.
2. Lindemuth I. R., Kirkpatrick R. C. // *Nuclear Fusion*. 1983. Vol. **23** (3). P. 263.
3. Kholin S. A., Nechpai V. I., Potapkina L. F., Smirnov S. G. 2D model of a concentrated shell with magnetic field // *Nucl. Instr. and Meth*. 2005. Vol. **A.544**. P. 421–426.
4. Harris E. G. Rayleigh-Taylor instabilities of a collapsing cylindrical shell in a magnetic field // *Phys. Fluids*. 1962. Vol. **5**. P. 1057.
5. Ott E. // *Phys. Rev. Lett*. 1972. Vol. **29**. P. 1429.
6. Colombant D., Manheimer W., Ott E. // *Phys. Rev. Lett*. 1984. Vol. **53**, N 5. P.446.
7. Шибаршов Л. И. Сжатие газа сосредоточенной оболочкой при малой асимметрии // *ВАНТ. Сер. Теоретическая и прикладная физика*. 1988. Вып. 1. С. 37.
8. Анучин Г. М., Воленко В. В., Зуев А. И., Иванов А. Ф., Кузьмин А. Ю., Шибаршов Л. И. // *ЖЭТФ*. 1988. Т. **94**. 5. С. 25.
9. Нечпай В. И., Потапкина Л. Ф., Холин С. А. Влияние трехмерных возмущений на сжатие мишеней // *ВАНТ. Сер. Теоретическая и прикладная физика*. 1991. Вып. 4. С. 3.
10. Нечпай В. И., Потапкина Л. Ф., Холин С. А. Влияние трехмерных возмущений на сжатие мишеней // *ВАНТ. Сер. Теоретическая и прикладная физика*. 1995. Вып. 3. С. 36.
11. Kholin S. A., Nechpai V. I., Potapkina L. F. Impact of 3-D effect on the target compression // *Nucl. Instr. and Meth*. 2002. Vol. **A 481**. P. 661–668.

Статья поступила в редакцию 03.06.2008