

УДК 537.8:536

## ДИПОЛЬНЫЙ МАГНИТНЫЙ МОМЕНТ ПРИ ПОДЗЕМНОМ ЯДЕРНОМ ВЗРЫВЕ МОЩНОСТЬЮ ОДНА КИЛОТОННА В ПОЛОСТИ

Н. Г. Карлыханов, А. А. Кондратьев, Ю. И. Матвеев, В. Н. Ногин

Всероссийский научно-исследовательский институт технической физики  
им. Е. И. Забабахина, 456770 Снежинск

Приведены результаты численного моделирования возникновения магнитного дипольного момента в результате вытеснения магнитного поля Земли при подземном ядерном взрыве в полости мощностью одна килотонна. Показано, что образованный дипольный магнитный момент возрастает с увеличением размера полости, достигая  $10^7 \text{ А} \cdot \text{м}^2$ , что примерно в 200 раз превышает значение дипольного магнитного момента при камуфлетном взрыве. Уменьшение в 100 раз начальной плотности воздуха в полостях радиусами 10 и 20 м приводит к изменению направления вектора магнитного дипольного момента на противоположное.

**Ключевые слова:** подземный ядерный взрыв, магнитный дипольный момент, декаплинг.

**Введение.** Сейсмические методы, входящие в международную систему мониторинга, являются основным средством контроля за подземными ядерными взрывами (ПЯВ) [1, 2]. Одним из возможных способов скрытия ПЯВ является уменьшение его сейсмической эффективности при проведении взрыва в полости достаточно большого размера (декаплинг). Возможность использования декаплинга для снижения амплитуды сейсмической волны подтверждена как экспериментально, так и в результате численного моделирования [3–8]. Поэтому актуальным является поиск методов контроля, которые могли бы дополнить сейсмический метод. В качестве такого метода может рассматриваться регистрация магнитных полей при взрыве. Наиболее полные экспериментальные данные по исследованию электрических и магнитных полей при ПЯВ содержатся в [9]. Сравнение дипольных магнитных моментов, образованных при камуфлетном ПЯВ и взрыве химического взрывчатого вещества такой же мощности, сделано в работе [10]. Электрические и магнитные поля при ПЯВ в полости аналитически оценены в [11]. В настоящей работе приведены результаты численного моделирования возникновения дипольного магнитного момента при ПЯВ в полости различных размеров.

**Расчетная модель.** В основу физико-математической модели положены уравнения газодинамики однотемпературной плазмы [12]. Отметим, что транспортные коэффициенты, такие как вязкость и теплопроводность, рассчитываются с учетом ионного состава, включая нейтральные атомы, концентрации которых находятся из решения уравнений кинетики ионизационных реакций. Для описания переноса излучения используется спектральное P1 приближение [13]. В модели кинетики реализовано радиационно-столкновительное приближение, в рамках которого эволюция населенностей ионов в плаз-

Работа выполнена при финансовой поддержке Международного научно-технического центра (коды проектов KR-214; 2000).

ме определяется следующими процессами: ударной ионизацией и трехчастичной рекомбинацией, фотоионизацией и фоторекомбинацией [14, 15]. Для сечений фотоионизации и фоторекомбинации используются квазиклассические формулы Крамерса с учетом фотоионизации с К-оболочек [16]. Полное описание этой модели представлено в работе [17]. Уравнение состояния кварца с учетом испарения выбрано в виде [18]. Уравнения ионизационной кинетики решаются совместно с уравнением переноса излучения и уравнениями газовой динамики в одномерной сферически-симметричной геометрии:

$$\begin{aligned}\frac{d\rho}{dt} &= -\frac{\rho}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 u), \\ \rho \frac{du}{dt} &= -\frac{\partial}{\partial r} \left( p + \Pi + \int \frac{U_\nu}{3} d\nu \right), \\ \frac{dE}{dt} &= -\frac{p + \Pi}{\rho} \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 u) - \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 q) + Q_{rad}, \\ \Pi &= -\eta \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 u), \\ \frac{d}{dt} &= \frac{\partial}{\partial t} + u \frac{\partial}{\partial r}, \\ \rho \frac{d}{dt} \left( \frac{U_\nu}{\rho} \right) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 S_\nu) + \frac{U_\nu}{3r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 u) &= Q_\nu - c\chi_\nu U_\nu, \\ \frac{\rho}{c} \frac{d}{dt} \left( \frac{S_\nu}{\rho} \right) + \frac{c}{3} \frac{\partial U_\nu}{\partial r} &= -\chi_\nu S_\nu, \\ \frac{\partial n_i}{\partial t} &= \sum n_j W_{ij} - n_i \sum W_{ji}.\end{aligned}$$

Здесь  $\rho$  — плотность вещества;  $u$  — массовая скорость;  $E$  — удельная внутренняя энергия;  $c$  — скорость света;  $q = -\kappa \nabla T$  — удельный тепловой поток;  $\kappa$  — теплопроводность;  $T$  — температура;  $\Pi$  — давление, обусловленное физической вязкостью;  $\eta$  — физическая вязкость;  $S_\nu$ ,  $U_\nu$  — спектральный поток и плотность энергии излучения;  $Q_{rad}$  — мощность обмена энергией между веществом и излучением;  $Q_\nu$ ,  $\chi_\nu$  — источник и коэффициент поглощения фотонов с энергией  $\varepsilon_\nu$ ;  $n_i$  — населенность состояния  $i$ ;  $W_{ij}$  — скорость перехода из состояния  $j$  в состояние  $i$ .

Явный вид выражений для величин  $Q_\nu$ ,  $\chi_\nu$ ,  $\kappa$ ,  $W_{ij}$  содержится в работе [17]. Вычисление магнитного дипольного момента проводится так же, как в [11]. В приближении сферической симметрии вектор-потенциал  $\mathbf{A}$  имеет одну компоненту  $\mathbf{A} = \mathbf{e}_\varphi A_\varphi(r, t) \sin \theta$ , динамика которой описывается уравнением

$$\frac{d(rA_\varphi)}{dt} = \frac{c^2}{4\pi\sigma} \left( \frac{\partial^2(rA_\varphi)}{\partial r^2} - \frac{2A_\varphi}{r} \right) = -\frac{c}{\sigma} j_\varphi.$$

Концентрации ионов и нейтральных атомов находятся из результатов численного решения уравнений ионизационной кинетики. Проводимость  $\sigma$  рассчитывается с учетом ионного состава плазмы [19]:

$$\begin{aligned}\sigma^{-1} &= \frac{1}{n_e e^2} \sqrt{\frac{8m_e k_B T}{\pi}} \left( \sum_k a_k^{(i)} \sigma_{ek}^{(i)} n_k^{(i)} + \sum_m \sigma_{em}^{(a)} n_m^{(a)} \right), \quad \sigma_{ek}^{(i)} = \frac{2\pi \Lambda_{ek} e^4 Z_k^2}{3k_B^2 T^2}, \\ a_k^{(i)} &= \frac{0,9073 Z_k^4 + 8,4625 Z_k^3 + 24,5425 Z_k^2 + 22,552 Z_k + 5,4168}{3,0752 Z_k^4 + 24,208 Z_k^3 + 55,816 Z_k^2 + 32,128 Z_k + 5,4168},\end{aligned}$$

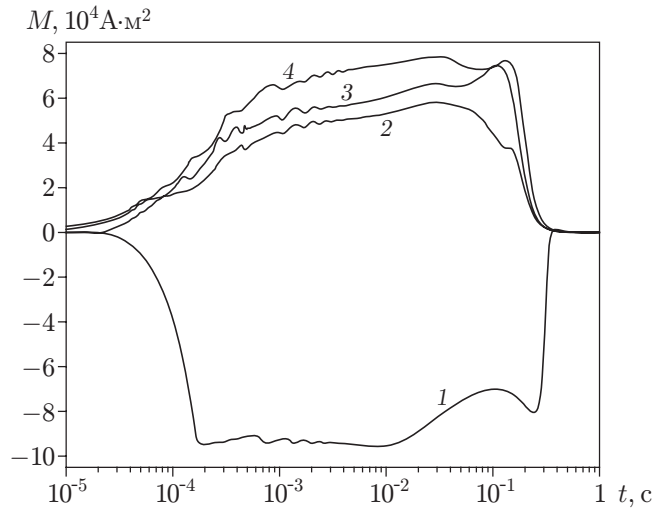


Рис. 1. Зависимости магнитного дипольного момента от времени в различных постановках задачи при  $R = 10$  м:

1 —  $\rho = 1,3 \cdot 10^{-3} \text{ г} \cdot \text{см}^{-3}$ ; 2 —  $\rho = 1,3 \cdot 10^{-4} \text{ г} \cdot \text{см}^{-3}$ ; 3 —  $\rho = 1,3 \cdot 10^{-5} \text{ г} \cdot \text{см}^{-3}$ ; 4 —  $\rho = 1,3 \cdot 10^{-7} \text{ г} \cdot \text{см}^{-3}$

где  $n_k^{(i)}$ ,  $n_m^{(a)}$  — концентрации ионов типа  $k$  и нейтральных частиц типа  $m$ ;  $\sigma_{ek}^{(i)}$ ,  $\sigma_{em}^{(a)}$  — сечения упругого рассеяния электронов на ионах типа  $k$  и нейтральных частицах типа  $m$ ;  $Z_k$  — заряд иона типа  $k$ ;  $\Lambda_{ek}$  — кулоновский логарифм;  $m_e$  — масса электрона;  $e$  — элементарный заряд;  $k_B$  — постоянная Больцмана; коэффициенты  $a_k^{(i)}$  получены в работе [19].

Магнитный дипольный момент  $\mathbf{M}$  направлен вдоль геомагнитного поля и равен  $\mathbf{M} = \frac{1}{2c} \int [\mathbf{r} \times \mathbf{j}] dV$ . Плотность тока  $\mathbf{j} = e_\varphi j_\varphi(r, t) \sin \theta$ .

**Результаты численного моделирования.** ПЯВ моделировался мгновенным энерговыделением в алюминиевом шаре радиусом 20,7 см энергии  $4,2 \cdot 10^{12}$  Дж (1 кт в тротиловом эквиваленте). Шар находился в полости, заполненной воздухом. Воздух моделировался атомарным азотом, так как в случае небольших размеров полости реализуются высокие температуры ( $T > 1$  эВ), поэтому можно пренебречь плазмохимическими реакциями и энергией диссоциации молекул. Рассматривалось четыре значения плотности воздуха: одно — нормальной ( $\rho = \rho_0 = 1,3 \cdot 10^{-3} \text{ г} \cdot \text{см}^{-3}$ ) и три — пониженной ( $\rho/\rho_0 = 10^{-1}$ ;  $10^{-2}$ ;  $10^{-4}$ ) плотности. Вычисления проводились до момента времени 1 с для различных радиусов полости:  $R = 10, 20, 80$  и 160 м.

Зависимость дипольного момента от времени для взрыва в полости радиусом 10 м в различных постановках показана на рис. 1. На рис. 2, 3 приведены  $r$ - $t$ -диаграммы расчетов в этой полости для случаев нормальной и пониженной плотности воздуха ( $\rho/\rho_0 = 10^{-2}$ ). При нормальной плотности воздуха излучение ПЯВ поглощается в воздухе и испарение стенки полости не происходит. Дипольный момент определяется движением плазмы продуктов взрыва и воздуха в полость и достигает максимума к моменту прихода ударной волны на границу полости (см. рис. 2).

При пониженной плотности воздуха излучение попадает на стенку полости, испаряет ее и ионизует. Движение испаренного материала стенки внутрь полости (см. рис. 3) приводит к появлению дипольного момента с противоположной (по сравнению с предыдущим случаем) полярностью. При плотности воздуха  $\rho/\rho_0 = 10^{-1}$  максимальное значение дипольного момента составляет примерно половину максимального значения при нормальной плотности, а дальнейшее понижение плотности воздуха приводит к небольшому уве-