

АНАЛИЗ И ЛАБОРАТОРНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ УСЛОВИЙ ГЛОБАЛЬНОГО ВОЗДЕЙСТВИЯ ПРОТИВОАСТЕРОИДНЫХ ВЗРЫВОВ*†

Ю. П. ЗАХАРОВ, С. А. НИКИТИН, А. Г. ПОНОМАРЕНКО
Институт лазерной физики СО РАН, Новосибирск, Россия

На основе анализа требуемой энергии противоастероидных взрывов и соответствующих параметров создаваемой ими плазмы рассматриваются на качественном уровне возможные экологически опасные эффекты их воздействия на магнитосферную среду. Для получения количественных данных о такого рода глобальных эффектах проводится их исследование в рамках идеализированной МГД-модели и методами лабораторного моделирования в экспериментах с лазерной плазмой на стенде КИ-1 ИЛФ СО РАН.

1. Параметры защитных взрывов и создаваемой ими плазмы, характер их воздействия на геоплазму

В настоящее время, в случае весьма вероятного позднего обнаружения опасного космического объекта (ОКО), на расстоянии менее 10 млн. км от Земли, единственным реальным способом воздействия на него может быть только термоядерный взрыв [1–4] очень большой энергии ($Y > 100$ Мт), величина которой зависит от расстояния до точки подрыва (R_0) и диаметра ОКО (D). Для такого варианта защиты Земли от астероидов и комет, в силу малого подлетного времени ОКО (не более 100 часов), ракетное воздействие на него может быть произведено только на небольших расстояниях $R_0 \sim 100$ тыс. км, сравнимых с размерами магнитосферы Земли ($R_m = 64$ тыс. км). Ввиду того, что собственная энергия внешнего геомагнитного поля и магнитосферной среды составляет примерно $E_m = 250$ Мт, подобные методы противоастероидной защиты могут вызвать их глобальные и даже катастрофические возмущения [2, 4, 7], экологические последствия которых в настоящее время трудно предсказать. Основные эффекты воздействия ядерных взрывов на магнитосферную среду связаны с различными процессами [6] взаимодействия облака плазменных продуктов взрыва (ППВ) с ее магнитными полями и фоновой плазмой разнообразной природы (солнечный ветер, плазмосфера, верхняя ионосфера, радиационные пояса и т. д.). Поскольку характер и пространственные масштабы (R_*, r_*) взаимодействия решающим образом зависят от параметров как среды (ее плотности ρ и магнитного поля

*© Ю. П. Захаров, С. А. Никитин, А. Г. Пономаренко, 1996.

†Работа выполнена при частичной финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований, грант 95-02-04605-а и ГНТП Миннауки "Астрономия. Фундаментальные космические исследования" в рамках проекта "КЭВЛ".

B), так и облака плазмы (его полной энергии E и массы, скорости разлета V), то одной из основных задач исследования являлось их определение для условий защитных взрывов.

В настоящее время отсутствуют законченные и общепринятые модели для нахождения их энергии Y . Поэтому нами для определения параметров ППВ были ранее проведены [4, 7] простейшие оценки Y в случае отклонения и разрушения всей массы ОКО наиболее эффективными поверхностными и заглубленными ядерными взрывами. Далее, ввиду неопределенности состава выбрасываемого вещества при этих взрывах и возможной в связи с этим проблемой перехвата большого количества образовавшихся крупных фрагментов ОКО (при размерах больше 30–50 м не сгорающих в атмосфере), оценим эффекты “мягкого воздействия” [1] на ОКО рентгеновским излучением удаленного от него взрыва.

Рассматривая [8] воздействие рентгеновского (X) излучения взрыва как действие мощного коротковолнового лазера, можно выделить две основные стадии: абляцию поверхностного слоя ОКО в виде потока быстрой плазмы во время импульса излучения ($t \sim 3$ мкс) и последующий выброс твердого (а также газообразного и другого) вещества из-за фронта сильной ударной волны, генерируемой X -импульсом и уходящей вглубь ОКО. Для гипотетического случая воздействия на тело диаметром 1 км взрывом с $Y \sim 300$ Мт на оптимальном расстоянии около 200 м от поверхности получим характерное значение плотности потока рентгеновского излучения $q \sim 10^{13} - 10^{14}$ Вт/см² в диапазоне $\lambda \sim 10$ Å. Согласно абляционной модели “докритического режима расширения” [9], проверенной недавно экспериментально в широком диапазоне λ , q и t лазерного излучения [10] и удовлетворительно описывающей данные опытов с рентгеновским излучением из “hohlraumмишени на установке “NOVA”, указанные параметры излучения взрыва должны привести к следующим характеристикам абляции тела $D = 1$ км. За счет непосредственного действия рентгеновского излучения может быть выброшена в виде быстрой плазмы ($V_a \sim 100$ км/с) масса величиной до $M_a \sim 2 \cdot 10^{10}$ г, обладающая импульсом P_a (СГС) $\geq 10^{15} \cdot Y$ (Мт) и соответствующая абляции слоя толщиной всего $d_a = 1,5$ см. При этом на поверхности создается абляционное давление величиной до $p \geq 10$ Мбар, способное, согласно данным экспериментов на установке “NOVA”, генерировать в углеводородных мишенях ударные волны (УВ) с числом Маха $M_{sh} = V_{sh}/C_p \geq 10$. Поэтому в сходных условиях астероидного тела начальный импульс давления $P_a t \sim 10^8$ (СГС) на его поверхность может быть передан движущемуся со скоростью $\tilde{V} \sim V_{sh}$ веществу за фронтом УВ при ее продвижении вглубь на расстояние $d_s \sim P_a t / \tilde{\rho} \tilde{V} \sim 20$ см. Согласно оценкам, из этого нагретого (до температуры $kT \sim m\tilde{V}^2/2 \sim 10 - 100$ эВ) слоя может быть выброшено до $M_s \sim 10^{11}$ г плазмы (со средней скоростью $V_s \sim \tilde{V} \sim 10$ км/с) и переданный ему импульс телу составит $P_s \sim 10^{15} \cdot Y$ (Мт). Еще больший, но сложно оцениваемый по величине импульс должен быть передан телу за счет выброса паров и твердой фазы вещества астероида при дальнейшем продвижении ослабленной УВ вглубь до расстояний $d > 1$ м. Полный импульс, переданный телу за счет действия рентгеновского излучения взрыва с учетом этого (до конца не известного фактора), может достигнуть, по-видимому, уровня импульса P (СГС) $\sim 10^{16} \cdot Y$ (Мт) поверхностного взрыва [1, 4, 7]. Величина последнего может быть оценена как $P = \sqrt{2M_e E_e}$ (на основе данных [11] о массе M_e (Мт) $\sim Y$ (Мт) и энергии $E_e \sim 0,001Y$ выброшенного твердого вещества), а требуемая в этом случае для отклонения ОКО энергия взрыва составит

$$Y/E_m \sim 100D_{(\text{км})}^3 R_m/R_0. \quad (1)$$

Таким образом, при воздействии на расстояниях $R_0 \sim R_m$ требуется энергия взрыва $Y \sim 1000$ Мт для ОКО диаметром $D = 0,3$ км.

В целом полный поток ППВ таких взрывов (считая их разлет в 4π от ОКО), будет состоять из быстрой части (самого заряда, с $V_d \sim 1000$ км/с и $E_d \sim 0,1Y$), основного потока (плазмы абляции, с $V_a \sim 100$ км/с и $E_a = 0,4Y$) и медленной части (плазмы ударной волны, с $V_s \sim 10$ км/с и $E_s \sim 0,1Y$) для рассматриваемого случая рентгеновского воздействия на тело с $D = 1$ км удаленным взрывом с характерной энергией $Y \sim 100$ Мт. Полное требуемое значение самой энергии взрыва Y может быть оценено из выражения (1), а пересчет E и V при других значениях D необходимо производить (для основного потока плазмы), пользуясь выражениями абляционной модели [9, 10] для новых значений q . Так, для приведенного выше примера отклонения тела с $D = 0,3$ км на границе магнитосферы полная эффективная энергия ППВ составит $E \sim 500$ Мт, что несомненно вызовет ее глобальные возмущения.

Одним из наиболее экологически опасных последствий таких возмущений может быть, например, изменение содержания озона в верхней атмосфере как за счет стимулированного высвобождения в нее энергичных частиц из радиационных поясов или действия высокоэнергичных радиоактивных остатков взрывов, так и за счет изменения условий проникновения в атмосферу солнечных или галактических космических лучей в условиях деформированной магнитосферы. В целом на протяжении достаточно длительного периода вся магнитосфера может приобрести искусственные характеристики [2, 7, 13–15], определяемые не столько набегающим потоком солнечного ветра, сколько энергией и местом инъекции плазмы противоастероидных взрывов, в результате чего неизбежны также и наземные глобальные эффекты типа повреждения электрических и коммуникационных сетей за счет наведенных при деформации геомагнитного поля магнитотеллурических токов, гораздо более мощных, чем естественные, вызванные солнечными вспышками. Возможны [2] катастрофические ионосферные или вариации наземного магнитного поля эффекты, в частности, от системы продольных токов, связанных [7] с движением поляризованных облаков поперек геомагнитного поля [14].

В качестве конкретного примера возможного глобального возмущения магнитосферы Земли противоастероидными взрывами в следующих разделах будет рассмотрен процесс формирования “искусственной магнитосферы” (радиусом $\tilde{R}_m < R_m$) при обтекании геомагнитного дипольного поля (с моментом $\mu = 8 \cdot 10^{25}$ Гс·см³) не стационарным потоком солнечного ветра, а плазменными продуктами взрыва. Такой процесс является, по-видимому, предельно сильным случаем воздействия взрывов очень большой энергии ($Y \geq 1000$ Мт) на магнитосферную среду и типичным для условий отклонения крупных ОКО $D \sim 1$ км в области ближнего космоса, занятой геоплазмой.

2. МГД-модель взаимодействия взрывной плазмы с дипольным полем и условия формирования “искусственной магнитосферы”

Используя идеальное МГД-приближение, рассмотрим торможение расширяющейся диамагнитной плазмы в поле точечного магнитного диполя с моментом μ в зависимости от начальной кинетической энергии разлета частиц E . Ранее в [12] была установлена зависимость границ области торможения (ОТ) и характера движения плазмы от найденного энергетического параметра взаимодействия $\varkappa = 3ER_0^3/\mu^2$. Ниже исследуется случай [13] предельно высоких значений этого параметра ($\log \varkappa > 1$), при которых за счет воздействия

ППВ возможно формирование ОТ в виде "искусственной магнитосферы", напоминающей естественную, но существенно меньшего размера.

Характерный радиус торможения r_* плазменного фронта в направлении к диполю из точки взрыва, расположенной в экваториальной плоскости, можно оценить из уравнения энергетического баланса, записанного в секторном приближении и для условий автомодельного расширения элемента объема плазмы с однородным распределением плотности частиц:

$$E - (1/2) \int_0^{r_*} \vec{H}_s^2 r^2 dr = H_s^2 r_*^3 / 40. \quad (2)$$

Интеграл в (2) описывает работу сил торможения в результате взаимодействия индуцированных в плазме поверхностных токов с внешним магнитным полем, а в правой части — энергия внутреннего (радиального) движения, оставшаяся в данном элементе плазменного объема и определяемая из баланса кинетического и магнитного давлений. Возмущенное поле на границе облака $|\vec{H}_s(r)|$ можно аппроксимировать выражением для среднего по угловой зависимости квадрата поля на поверхности сверхпроводящей сферы, помещенной в однородное магнитное поле, которое, по смыслу используемого приближения, совпадает [12] по величине и направлению с локальным полем диполя $\vec{H}_d(\vec{r})$: $\vec{H}_s^2 = (3/2)\vec{H}_d^2$.

После интегрирования в (2) с учетом явной зависимости $\vec{H}_d(r)$ и с использованием определения параметра \varkappa получим уравнение энергетического баланса в нормализованном виде:

$$\varkappa = \frac{9}{4} \left(\frac{a^{-3}}{3} - \frac{a^{-4}}{2} + \frac{a^{-5}}{5} - \frac{1}{30} \right) - \frac{1}{9} \frac{(1-a)^3}{a^6}, \quad (3)$$

здесь $a = 1 - r_*/R_0$ относительное (в единицах R_0) расстояние от диполя до лобовой точки остановки плазменного фронта. Уравнение (3) является достаточным для определения размера a при различных сочетаниях геометрического (R_0), энергетического (E) факторов взрыва и величины момента μ , объединенных в одном параметре — \varkappa . При не слишком больших значениях параметра \varkappa для расчета приближенной формы ОТ в различных сечениях можно пользоваться методом секторного (дифференциального) баланса начальной энергии и работы пондеромоторных сил. В частности, в уравнении (3) при этом последним слагаемым, описывающим вклад баланса давления, пренебрегаем. В указанном приближении возможная ошибка в определении величины a будет не более 50%, и для случая экваториальной инъекции соответствующее уравнение границы ОТ в экваториальном сечении будет тогда иметь вид [13]

$$\varkappa = 3 \int_0^{\xi_*} \frac{\xi^2 d\xi}{(1 + 2\xi \cos \varphi + \xi^2)^3}, \quad (4)$$

где $\xi_* = r_*(\varphi)/R_0$ — безразмерный радиус торможения, φ — угол, образуемый радиус-вектором r и направлением "диполь—взрыв".

Используя (4), рассмотрим асимптотическое поведение ОТ при $\varkappa \rightarrow \infty$. При $\varkappa \geq 0, 1$ плазма не испытывает [12] существенного торможения в направлении углов $|\varphi| \geq \varphi_0$, определяемых из уравнения

$$\varkappa = 3 \int_0^{\infty} \frac{\xi^2 d\xi}{(1 + 2\xi \cos \varphi_0 + \xi^2)^3} = \frac{3}{16 \sin^5 \varphi_0} [2\varphi_0(2 + \cos 2\varphi_0) - 3 \sin 2\varphi_0], \quad (5)$$

иными словами, в конусе с половинным углом раскрытия φ_0 (рис. 1) плазма распространяется в режиме "прорыва". В конусе, дополняющем указанный угол до 4π телесного угла, с углом раскрытия $\alpha = \pi - \varphi_0$, наоборот, идеализированная плазма не проникает за границу торможения, которая при $\varkappa > 3\pi/16$ представляет собой линию с отрицательной кривизной ($\varphi_0 > \pi/2$) относительно точки взрыва.

Таким образом, с увеличением энергии плазмы поверхность ОТ будет охватывать диполь, что приближает такую модельную нестационарную конфигурацию (искусственную магнитосферу) к реальной форме земной магнитосферы в лобовой ее части, обращенной к Солнцу.

Введем параметр b , равный отношению поперечного размера магнитосферы (см. рис. 1) к радиусу R_0 . Параметр a вычисляется из уравнения (3) с отброшенным последним слагаемым в правой части (приближение $\log \varkappa < 10$) и с заменой коэффициента $9/4$ перед скобкой на 3, как и в [12]. Приравнявая, с учетом сделанных поправок, (3) и (5), получим (при $\varkappa \rightarrow \infty$, $\alpha \rightarrow 0$): $b/a = (15\pi/8)^{(1/5)} = 1,4$.

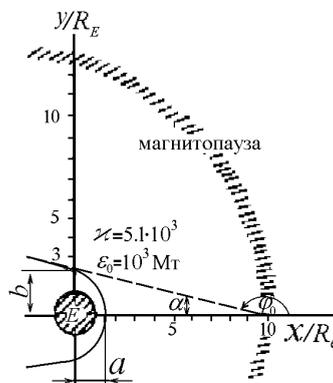


Рис. 1. МГД-расчет искусственной магнитосферы.

Таким образом, при $\varkappa \rightarrow \infty$ конус ОТ, или искусственная магнитосфера, стремится "схлопнуться" в луч с вершиной в точке диполя при указанном соотношении размеров a и b , которое близко к аналогичному соотношению в известных двумерных моделях магнитосферы [5]. Для рассмотренного выше примера с $\varkappa = 5000$ ($R_0 = R_m$ и $E_0 \sim E_m \sim 1000$ Мт) и соответствующим размером $aR_0 \sim 10000$ км (порядка R_e — радиуса Земли) конфигурация такой искусственной магнитосферы показана на рис. 1 сплошной линией, который демонстрирует несомненный глобальный и даже катастрофический характер магнитосферных возмущений в этом случае.

3. Эксперименты с лазерной плазмой и диполем по моделированию "искусственной магнитосферы"

В случае проведения противоастероидных взрывов внутри или на границе магнитосферы разлетающиеся в направлении к Земле потоки ППВ должны заведомо [5, 7] взаимодействовать с ее магнитным полем в "вакуумном режиме" (т. е. без учета влияния внутримангнитосферной фоновой плазмы), т. к. вплоть до верхней ионосферы они будут распространяться со скоростью меньше альфвеновской — $C_a = B/\sqrt{4\pi\rho}$ ($M_a = V/C_a < 1$), даже при

$V \sim 1000$ км/с. В случае немагнитосферных взрывов — в солнечном ветре — параметры этого фона таковы ($\rho \sim 10^{-23}$ г/см³ и $B = 5 \cdot 10^{-5}$ Гс), что $M_a \gg 1$ даже для основного потока ППВ и он должен тормозиться фоном [6] на масштабе $R_* = (3M/4\pi\rho)^{1/3}$. Если, однако, $R_* \geq r_* - R_m$, то такое начальное торможение ППВ фоном будет незначительно и основные детали процесса формирования “искусственной магнитосферы” также должны соответствовать случаю вакуумного дипольного поля. В простейшем случае новый характерный размер магнитосферы $\tilde{R}_m = aR_0$ можно оценить, либо приравнивая долю энергии $\Delta E = E(\tilde{R}_m/2R_0)^2$ облака (выделяемой в телесном угле, охватывающем магнитосферу) к добавочной [5] энергии диполя $\tilde{E}_m = \mu^2/2\tilde{R}_m^3$ (в магнитном поле $B_m = \mu/\tilde{R}_m^3$ магнитосферных токов), что дает $\tilde{R}_m = \varkappa^{2/15}(\mu^2/E)^{1/3}$, либо на основе равенства давлений плазмы и поля в соответствии с классическим [5] определением $R_m = (\mu^2/4\pi\rho V^2)^{1/6}$, что дает

$$\tilde{R}_m = 0.6\varkappa^{1/6}(\mu^2/E)^{1/3}. \quad (6)$$

Таким образом, в широком диапазоне интересующих нас больших \varkappa ($10^4 \leq \varkappa \leq 10^9$) оба подхода дают близкие значения размера \tilde{R}_m , который определяется в основном новым характерным масштабом задачи $(\mu^2/E)^{1/3}$. Более точно его (с использованием \tilde{R}_m) можно выразить [4] из (6) как среднегеометрическое значение

$$\tilde{R}_m = 0.7\sqrt{R_0(\mu^2/E)^{1/3}}, \quad (7)$$

наглядно представляющее роль всех параметров задачи и близкое к значениям a из формулы (3), определяемым по МГД-модели [13]. С целью проверки установленных соотношений и исследования роли неучитываемых в ней процессов нестационарности или развития неустойчивостей границы искусственной магнитосферы на стенде КИ-1 впервые был проведен эксперимент по обтеканию миниатюрного магнитного диполя (из $S_m C_{05}$ с $\mu = 4 \cdot 10^3$ Гс·см³ и радиусом $R_p \sim 1$ см) потоком лазерной плазмы (эффективная $E = 160$ Дж, $V = 160$ км/с), инжектируемой в вакууме с плоской капролоновой мишени на расстоянии $R_0 = 40$ см от диполя. Ось диполя была ориентирована практически перпендикулярно к нормали мишени, относительно которой в полном растворе углов порядка $\pi/2$ геометрия разлета квазинаправленного потока хорошо соответствовала расширению абляционной плазмы “лобового” отклоняющего взрыва, так что постановка такого эксперимента с $\varkappa = 2 \cdot 10^7$ удовлетворительно моделировала условия взрыва с $Y = 1000$ Мт на расстоянии $R_0 \sim 1$ млн км вблизи плоскости эклиптики. По-видимому, величины именно такого масштаба являются предельно достижимыми в ближайшем будущем и в случае их реализации можно будет избежать, согласно (1), глобального катастрофического столкновения с астероидом $D \sim 1$ км. При такой энергии взрывов будет выброшено не менее 1 Мт эффективной массы плазмы, которая может быть заторможена солнечным ветром только на расстояниях порядка $R \sim 3$ млн км, что больше R_0 , т. е. натурное облако ППВ в первом приближении должно взаимодействовать с геомагнитным полем и геоплазмой, как с диполем в вакууме.

Результаты модельных экспериментов, приведенные на рис. 2, в основном подтверждают такую картину взаимодействия и обнаруживают формирование искусственной магнитосферы с минимальным расстоянием от центра диполя до магнитопаузы 2.5–3 см, несколько большим расчетного (7) значения $\tilde{R}_m = 2$ см. При этом динамика роста, близкое к однородному распределение и абсолютная величина добавочного (к дипольному — H_d) поля сжатия ΔB внутри магнитопаузы хорошо соответствуют полю $B_m = \mu/\tilde{R}_m^3$, наведенному токами на ее границе полусферической формы [5]. Время существования такой

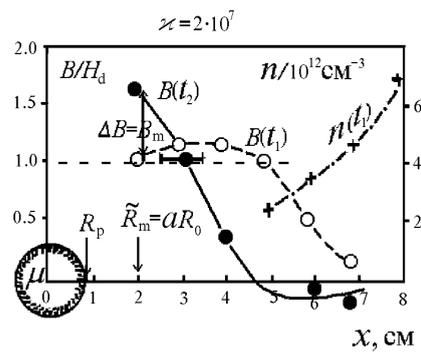


Рис. 2. Магнитные поля (B) лабораторной модели искусственной магнитосферы в потоке лазерной плазмы (n): $t_1 = 2.1$ мкс; $t_2 = 2.6$ мкс.

максимально сжатой искусственной магнитосферы примерно \tilde{R}_m/V . На стадии ее формирования была зарегистрирована интенсивная нижегибридная неустойчивость в токовом слое, а интегральная по времени фотосъемка обнаруживает заметное проникновение плазмы на полюса диполя. При этом торможение движущегося вначале со скоростью плазмы V токового слоя (полностью вытесняющегося поле диполя из облака) начинается только с расстояний порядка $2\tilde{R}_m$, после которого его скорость (как, видимо, и плазмы) падает примерно вдвое. Этим эффектом перестройки потока, приводящим согласно (7) к увеличению \tilde{R}_m примерно на 30%, и можно объяснить его наблюдаемое отличие от расчетного. Таким образом, в результате модельных экспериментов было впервые установлено, что основным типом глобальных возмущений магнитосферы при очень больших энергиях взрывов ($\log \kappa \gg 1$) является ее перестройка в конфигурацию нестационарной искусственной магнитосферы с характерным масштабом \tilde{R}_m , соответствующим расчетным. Это позволяет (с точностью до еще не исследованных до конца эффектов ее неустойчивостей и попадания плазмы на полюса) достаточно обоснованно ввести критерий [4] на экологически безопасные условия применения таких защитных взрывов. В качестве исходного положения для этого можно взять требование, чтобы размер искусственной магнитосферы был бы не меньше, чем $R_m/2$ (поскольку именно такое наибольшее сжатие натурной магнитосферы происходит вследствие естественных возмущений в солнечном ветре, распространяющихся со скоростями до 1000 км/с, сравнимых со взрывными). Это приводит к критерию вида $R_0/R_m \geq 10D^{3/4}$ (км) для выбора точки взрыва с энергией, соответствующей (1), т. е. около 1 млн км в моделируемом случае защитных взрывов для тел с $D \sim 1$ км.

Список литературы

- [1] AHRENS T. A., HARRIS A. V. Deflection and fragmentation of near Earth asteroids. *Nature*, **360**, 1992, 429–433.
- [2] ЗАХАРОВ Ю. П., ОРИШИЧ А. М., ПОНОМАРЕНКО А. Г. Глобальные возмущения магнитосферы Земли и экологический прогноз. В *“Космонавтика и экология. Тез. докл.”*, Туапсе, М., 1990, 13.
- [3] ПОНОМАРЕНКО А. Г., АНТОНОВ В. М., ЗАХАРОВ Ю. П. и др. Лабораторное моделирование глобальных магнитосферных возмущений, вызванных противoaстероидными

- ядерными взрывами большой энергии. В *“Пробл. защиты Земли от столкновения с опасными космическими объектами SPE-94: Тр. междунар. конф.”*, Снежинск, 1994, ч. I, 92–93.
- [4] ЗАХАРОВ Ю. П., ПОНОМАРЕНКО А. Г. О возможности применения взрывных методов противоастероидной защиты в области магнитосферы Земли: энергетические и экологические аспекты. *Там же*, ч. II, 21–22.
- [5] АКАСОФУ С. И., ЧЕПМЕН С. Солнечно-земная физика. Ч. 2, Мир, М., 1975.
- [6] ЗАХАРОВ Ю. П., ОРИШИЧ А. М., ПОНОМАРЕНКО А. Г. *Лазерная плазма и лабораторное моделирование нестационарных космических процессов*. ИТПМ СО АН СССР, Новосибирск, 1988.
- [7] ЗАХАРОВ Ю. П., НИКИТИН С. А., ПОНОМАРЕНКО А. Г. Проблема астероидной опасности и возможности лабораторного моделирования катастрофических магнитосферных возмущений. В *“Вычислительные технологии”*, ИВТ СО РАН, Новосибирск, **3**, №8, 1994, 91–100.
- [8] ZAKHAROV YU. P. On evaluations of X-ray impact of anti-asteroidae explosions by “Subcritical Expansion” model of laser interaction with matter. In *“Book of abstracts of 24th Europ. Conf. on Laser Interaction with Matter”*, Madrid, 1996, PH33.
- [9] НЕМЧИНОВ И. В. Стационарный режим движения нагреваемых излучением паров вещества при наличии бокового растекания. *ПММ*, **31**, №2, 1967, 300–319.
- [10] RHIPPS C. R. ET AL. Impulse coupling to target in vacuum by KrF, HF and CO₂-pulse lasers. *J. Appl. Phys.*, **64**, 1988, 1083–1096.
- [11] БРОУД Г. Расчеты взрывов на ЭВМ. В *“Новое в зарубежной науке”*, сер. Механика, Мир, М., №3, 1975.
- [12] НИКИТИН С. А., ПОНОМАРЕНКО А. Г. Динамика и пространственные границы торможения плазменного облака взрыва в дипольном магнитном поле. *ПМТФ*, №6, 1993, 3–10.
- [13] НИКИТИН С. А., ПОНОМАРЕНКО А. Г. Энергетические критерии формирования искусственной магнитосферы. *Там же*, **36**, №4, 1995, 3–7.
- [14] ZAKHAROV YU. P., MELEKHOV A. V. ET AL. Dynamics of laser-produced plasmas in dipole magnetic field under conditions of near-Earth anti-asteroidal explosions. *Proc. of Int. Conf. on Plasma Physics*, Nagoya, 1996, vol. II, 1678–1681.
- [15] ZAKHAROV YU. P., NIKITIN S. A., PONOMARENKO A. G., MINAMI SH. Magnetospheric effects as a new aspect of the asteroid impact problem: necessity and possibilities of laboratory simulation experiments. In *“Near-Earth Objects: The United Nations Int. Conf.”*, New York, 1995, J. L. Remo (Ed.), *Annals of the New York Acad. Sci.*, **822**, 1997, 583–584.