

# Физика плазмы и плазменные технологии

УДК 533.9

## Транспортировка высокоэнергичных замагниченных плазменных сгустков\*

Г. П. Мхеидзе, И. М. Раевский, А. А. Рухадзе, А. А. Савин, И. В. Соколов  
Институт общей физики им. А. М. Прохорова РАН, Москва, Россия

*Рассмотрены параметры энергоемких замагниченных плазменных сгустков, полученных совмещением электронных и ионных пучков и пригодных для транспортировки на большие расстояния в целях функционального поражения летательных аппаратов.*

Предложения по созданию "экзотических" видов оружия (пучкового, СВЧ, плазменного) имеют давнюю историю. В начале 1950-х гг. администрация Д. Эйзенхауэра рассматривала вопросы об ассигнованиях работ по реализации идеи направленного выброса раскаленной ядерной плазмы и элементарных частиц навстречу атакующим боеголовкам противника (проекты "Касаба" и "Хауицер"), а также теоретических исследований применения рентгеновского и гамма-лазеров для этих целей. Однако в начале 60-х годов проекты были закрыты. В рамках программы СОИ разрабатывались проекты по созданию пучкового оружия космического базирования (проект NPB). В Пикатиннском арсенале (г. Денвер, шт. Колорадо) разработана и построена опытная электромагнитная пушка для метания снарядов со скоростью более 4,2 км/с. Основываясь на практических результатах работ своего арсенала, фирма "Вестингауз" разработала проект электромагнитной пушки космического базирования, габариты которой соразмерны грузовому отсеку МТКК "Спейс Шаттл". С помощью экспериментальной пушки, созданной в Центре электромеханики Техасского университета (г. Остин), удалось обеспечить метание частицы высокоплотной плазмы массой 0,1 г со скоростью 40 км/с [1].

Идея создания импульсных источников плазмы (плазменных пушек) и использования создаваемых ими движущихся сгустков плазмы (плазмоидов) как одного из разновидностей оружия функционального поражения летательных аппаратов (ЛА) выдвигалась неоднократно. Предполагалось применение плазменных сгустков, движущихся с направленными скоростями от 10–30 км/с ( $10^6$ – $3 \cdot 10^6$  см/с) до  $10^3$ – $3 \cdot 10^3$  км/с ( $10^8$ – $3 \cdot 10^8$  см/с) с энергосодержанием в сгустке до 0,1–1 МДж [1].

При столкновении плазмоида таких характеристик с ЛА факторами, воздействующими на аппарат, являются:

тепловой нагрев в результате передачи некоторой части кинетической и тепловой (внутренней) энергии сгустка поверхности ЛА;

модификация (изменение) характеристик поверхности ЛА (например радиационных характеристик системы терморегулирования (СТР)) в результате адгезии рабочего тела сгустка или абляции (испарения) материала поверхности ЛА.

Параметры сгустка при этом выбираются такими, чтобы происходящее в результате его воздействия изменение теплового режима ЛА выходило за возможные пределы регулирования СТР, что должно привести к функциональному поражению ЛА. Дальнейшие теоретические и экспериментальные исследования показали низкую эффективность воздействия этих факторов, обусловленную, в частности, возникновением эффекта "плазменной подушки" — слоя уплотнения вблизи поверхности, существенно снижающего долю энергии сгустка, передаваемой поверхности ЛА. Однако основной причиной, исключающей возможность практической реализации этого вида оружия, является нерешенная проблема транспортировки созданных сгустков плазмы к поражаемому ЛА на достаточно большие расстояния.

В настоящей работе, в отличие от рассмотренного выше случая, для функционального поражения ЛА предлагается использовать замагниченные плазменные сгустки (ЗПС), движущиеся с большой скоростью.

Количественное увеличение направленной скорости наряду с замагниченностью сгустка, как следует из расчетов, приводит к существенным изменениям в условиях как транспортировки, так и воздействия сгустка на ЛА. Последнее связано с появлением новых эффективно воздействующих факторов с характеристиками, обеспечивающими функциональное поражение различных (в частности радиоэлектронных) сис-

\* Работа выполнена в 1986–1987 гг. и в основном совпадает с отчетом ИОФРАН по НИР с тем же названием, в который внесены небольшие поправки и дополнения.

тем ЛА. При этом следует отметить, что эффективность воздействия растет вследствие комплексного и практически одновременного действия на системы ЛА комплекса поражающих факторов.

При взаимодействии ЗПС с поверхностью ЛА действуют следующие поражающие факторы (рис. 1):

импульс электрического тока, индуцированный в оболочке ЛА и цепях, контактирующих с ней;

импульсное магнитное поле внутри оболочки ЛА, создающее наведенные импульсы тока в замкнутых цепях радиоэлектронных средств, расположенных внутри оболочки ЛА;

излученный в пространство и воздействующий на антенно-фидерные устройства и кабельную сеть ЛА электромагнитный импульс (ЭМИ). Характер его воздействия и проникновения внутрь ЛА аналогичен ЭМИ, создаваемому космическим ядерным взрывом;

импульсное выделение тепла в результате перехода кинетической энергии частиц сгустка в тепловую;

импульс тормозного рентгеновского излучения, создаваемый в результате взаимодействия электронов сгустка с оболочкой ЛА. Возможно увеличение жесткости генерируемого рентгеновского излучения в результате появления значительного числа быстрых (ускоренных) электронов вследствие возбуждения в момент столкновения сгустка с ЛА плазменных неустойчивостей (например типа Рэлей-Тейлора).

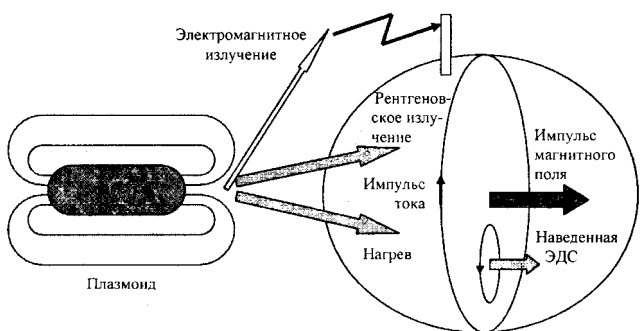


Рис. 1. Поражающие факторы, действующие при взаимодействии замагниченного плазменного сгустка с летательным аппаратом

Увеличение направленной скорости и замагниченность плазменного сгустка позволяют успешно решить одну из наиболее важных проблем — компактную транспортировку сгустка плазмы от источника к ЛА при больших расстояниях между ними. Это возможно благодаря уменьшению расходимости сгустка вследствие взаимодействия движущегося плазмоида с плазмой окружающего космического пространства (например ионосферной плазмы). Следует отметить, что этот эффект зависит от скорости движения и поэтому существенно проявляется при больших скоростях.

Оценки показывают, что эквивалентная расходимость замагниченного плазмоида (угловое увеличение размеров в направлении, перпендикулярном вектору скорости) при транспортировке на  $L \approx 100$  км составляет  $Q \approx 10^{-5}$  рад, что близко к требованиям на оптическую расходимость лазеров, разрабатываемых для этих же целей. Ниже будут рассмотрены некоторые физические и технические аспекты создания, транспортировки и взаимодействия с ЛА замагниченных сгустков.

### Транспортировка замагниченного плазменного сгустка в космическом пространстве

Рассмотрим распространение плазменного сгустка с замороженным магнитным полем через редкую плазму. Такой сгусток можно представить себе в виде пучка ионов, пространственный заряд которых нейтрализован электронами, вращающимися с некоторой угловой скоростью. Магнитное поле создается азимутальным электронным током. Пусть начальная скорость сгустка  $v \approx 5,93 \cdot 10^7 \sqrt{Z\epsilon/\mu}$ , см/с,

где  $Z$  — заряд иона;

$\mu = m_i/m_e$  — масса относительно электрона;

$\epsilon$  — энергия иона, эВ;

длина  $l_0$ , см (соответствующая длительности пучка ионов  $\tau$  [нс]  $\approx 0,7l_0$  [см]/ $\sqrt{\epsilon}$  [МэВ] и радиус  $r_0$ , см.

Чтобы более выпукло выявить роль магнитного поля, рассмотрим сперва распространение нейтрализованного пучка без магнитного поля. Такой пучок (сгусток плазмы) свободно расширяется в поперечном направлении со скоростью  $v_{\perp}$ , которую ионы неизбежно приобретают в источнике в процессе формирования. Если даже предположить, что формирующее ионный пучок электрическое поле не имеет поперечной составляющей, можно пренебречь пространственным зарядом ионов в процессе формирования пучка и допустить, что нет амбиполярной диффузии, поперечные скорости ионов будут обусловлены температурой источника ионов. Требование, чтобы сгусток за время распространения на расстояние  $L$  расплылся не слишком сильно (допустим радиус увеличивается в  $k$  раз, так что  $k r_0 \leq l_0$ ), дает условие

$$v_{\perp} / v \leq l_0 / L. \tag{1}$$

При  $l_0 = 10^2$  см и  $L = 10^7$  см  $v_{\perp} / v \leq 10^{-5}$ .

Очевидно, что при формировании ионов следует стремиться к максимальному уменьшению  $v_{\perp}$ , однако выполнение приведенного условия совершенно нереально. Действительно,  $v_{\perp} / v = (\epsilon_{\perp}/\epsilon)^{1/2} \leq 10^{-5}$  означает, что при  $\epsilon = 1$  МэВ поперечная энергия ионов должна быть  $E_{\perp} \leq 10^{-4}$  эВ, т. е. эквивалентная температура источника ионов должна быть  $\leq 1,16$  К.

Предположим теперь, что в плазменный сгусток вморожено магнитное поле  $B$  (т. е. электроны имеют угловую скорость). Допустим величина вмороженного магнитного поля  $B = 10^3$  Гс. В таком случае, если даже поперечная энергия электронов сравнима с их продольной энергией  $\varepsilon_{\perp}^e \approx (m_e / m_i) \varepsilon \approx 545$  эВ ( $\varepsilon = 1$  МэВ для протонов), ларморовский радиус вращения в поле  $B$  не превышает  $\rho_L^e \approx m_e v_{\perp} c / eB \approx 3,37 \sqrt{\varepsilon_{\perp}^e}$ , [эВ]/ $B^2$ , [Гс]  $\approx 0,08$  см, т. е. электроны практически всегда замагничены, т. е.  $\rho_L^e \ll r_0$ . Даже если ларморовский радиус протонов превышает поперечные размеры сгустка, они удерживаются электронами, так как не могут преодолеть двойной слой на границе плазменного сгустка. Разумеется, наличие магнитного поля, вмороженного в плазму, еще не предотвращает разлета плазмы как целого. Однако нужно учесть, что магнитное поле кардинально меняет картину обтекания сгустка редкой плазмой (рис. 2).

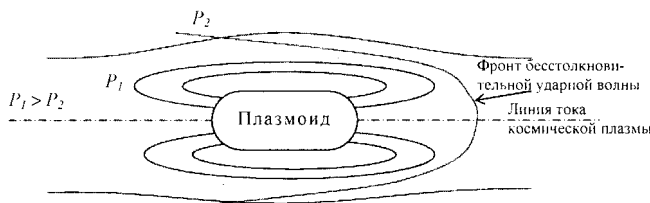


Рис. 2. Обтекание замагниченного плазменного сгустка редкой плазмой

В системе отчета, связанной с плазмой, схема обтекания полностью аналогична задаче обтекания магнитосферы Земли солнечным ветром [2]. (В последние годы проблеме происхождения солнечного ветра и его распространению через магнитосферу Земли в зарубежной литературе уделяется большое внимание — см. [4] и цитированную там литературу.) При этом набегающая на сгусток плазма тормозится в головной бесстолкновительной ударной волне и обтекает область сильного магнитного поля, не проникая в эту область. Давление торможения в набегающем потоке

$$P \sim \rho v^2,$$

здесь  $\rho \sim 10^{-15} - 10^{-14}$  г/см<sup>3</sup> — плотность космической плазмы.

Такой же порядок величины имеет и давление на боковой поверхности плазменного сгустка. Давление, оказываемое на боковую поверхность плазмоида, формируется на фронте бесстолкновительной ударной волны [2]. Последняя деформируется при контакте космической плазмы с движущимся магнитным полем плазмоида. Давление на боковую поверхность возникает во фронте бесстолкновительной ударной волны. Механизм передачи давления доста-

точно сложен — он включает в себя магнитное поле в качестве затравочного агента и аналогичен механизмам, подробно рассмотренным в численных расчетах задачи о разлете горячей плазмы в холодную замагниченную фоновую плазму [3]. В частности, эта задача возникает при рассмотрении явления ядерного взрыва в космосе. Давление на боковую поверхность плазменного сгустка уравнивает поперечное давление в плазменном сгустке

$$\rho v^2 \sim n_i m_i v_{\perp}^2, \quad (2)$$

где  $n_i$  — концентрация ионов в сгустке.

По-видимому, тот же порядок величины должно иметь и магнитное давление

$$B^2 / 8\pi \sim \rho v^2 \sim n_i m_i v_{\perp}^2. \quad (3)$$

Есть некоторые основания считать, что магнитное поле может быть несколько меньше значения, определяемого условием (3). В частности, выполненные в рамках гибридной модели численные расчеты расширения плазменного облака в замагниченную плазму [3] показывают, что давление разлетающейся плазмы передается плазменному фону, а магнитное поле играет лишь роль промежуточного агента, и плотность его энергии может быть мала (при больших числах Маха). При очень малых значениях магнитного поля становится сомнительным предположение о формировании бесстолкновительной ударной волны, и вся схема обтекания сгустка плазмой, предполагаемая здесь, оказывается под вопросом. Поэтому оценка магнитного поля согласно (3) приводит к значению  $B = 10^2 - 10^3$  Гс.

Из (2) следует условие на величину  $n_i$

$$n_i \sim \rho v^2 / m_i v_{\perp}^2. \quad (4)$$

Величина  $n_i$  связана с ограничением на дальность распространения плазменного сгустка из-за его торможения в плазменной среде. Сравнивая работу силы торможения при распространении на расстояние  $L$  (она порядка  $\rho v^2 l_0^2 L$ ) с кинетической энергией сгустка ( $l_0^3 n_i m_i v^2$ ), получаем

$$L < l_0 n_i m_i / \rho,$$

что совместно с (4) дает

$$L < l_0 v^2 / v_{\perp}^2.$$

Получающееся ограничение на величину  $v_{\perp}/v$

$$v_{\perp} / v < 10^{-2,5}$$

выглядит хотя и жестким, но более реальным, чем (1).

Суммируя сказанное, получаем, что для распространения плазменного сгустка на расстояние  $L \approx 10^7$  см в сгусток протяженностью  $l_0 \approx 10^2$  см должно быть заморожено магнитное поле  $B = 10^2 - 10^3$  Гс, и при ограничении на поперечную энергию ионов  $2\varepsilon_1/m_i v^2 \approx 10^{-5}$  концентрация ионов в сгустке, согласно (4), должна быть порядка  $n_i = 6 \cdot 10^{12} - 6 \cdot 10^{13}$  см<sup>-3</sup>. Соответствующая плотность ионного тока  $j = en_i v = 1,3 \cdot 10^3 - 1,3 \cdot 10^4$  А/см<sup>2</sup> представляется реально достижимой.

### Взаимодействие плазмоида с летательным аппаратом

При торможении плазменного образования с магнитным полем на поверхности ЛА происходит целый ряд физических процессов, способных привести к функциональному поражению ЛА. Основными физическими процессами, способными привести к функциональному поражению ЛА, являются:

импульсный электрический ток, индуцированный в оболочке ЛА;

импульсное магнитное поле, проникающее внутрь оболочки ЛА;

излученный в пространство электромагнитный импульс;

импульсное выделение тепла в результате перехода кинетической энергии частиц, образующих плазмоид, в тепловую энергию и за счет протекания импульсных наведенных токов;

импульс тормозного рентгеновского излучения.

Рассмотрим подробнее каждый из этих механизмов.

#### Импульсный электрический ток, индуцированный в оболочке ЛА

Для оценки амплитуды тока и электрического поля, наведенного при торможении плазмоида на поверхности ЛА, примем следующую модель.

Проводящая сфера с радиусом  $r = 100$  см и толщиной стенки  $d = 0,2$  см находится в переменном магнитном поле с амплитудой  $B_0 = 10^3$  Гс и частотой  $\omega$ . В качестве частоты примем граничную оценку  $2\pi/\tau$ , где  $\tau = 100$  нс. Характерное время торможения плазмоида  $t = l_0 / v_{||}$ . Из свойств симметрии ясно, что токи в шаре будут течь по окружностям в плоскостях, перпендикулярных  $B_0$ , так же будет направлено и электрическое поле.

Выбрав сферическую систему координат с осью  $Z$  вдоль  $B_0$ , в линейном приближении по  $\omega$  можно получить выражение для

$$E = i\omega B_0 r \sin \vartheta / 2c, \quad j = \sigma E.$$

Значение электрического поля для принятых нами условий составит  $E \approx 5 \cdot 10^3$  В/см. Заметим,

что это электрическое поле будет вызывать наведенную ЭДС, например, на дипольных антеннах, расположенных на поверхностях ЛА,

$$\mathcal{E} = Eh_D,$$

где  $h_D$  — действующая длина антенны.

Подобные ЭДС в десятки кВ приводят к пробоям фидера и выходу из строя коммутатора и выходных устройств. Заметим, что наведенная ЭДС в конструкциях типа рамочной антенны

$$\mathcal{E} = \mu B_0 S_A / \tau,$$

где  $S_A$  — эффективная площадь рамочной антенны, также составляет в нашем случае десятки кВ.

Для оценки плотности тока, протекающего по поверхности сферы, примем для нее проводимость титана —  $2 \cdot 10^4$  Ом<sup>-1</sup>·см<sup>-1</sup>. Тогда

$$j = \sigma E \approx 10^8 \text{ А/см.}$$

Общий ток, протекающий по поверхности сферы, можно оценить как

$$I = 2 \int_0^{\pi/2} jr \delta d\vartheta,$$

где  $\delta = c/\sqrt{2\pi c \sigma \omega}$  — толщина скин слоя.

$$I = \sqrt{\sigma/c} B_0 r^2 \approx 3 \cdot 10^6 \text{ А.}$$

Видно, что амплитуды токов, индуцированных на поверхности, сравнимы со значениями тока пучков заряженных частиц, образующих плазмоид. Подобные значения токов способны вызвать заметный нагрев поверхности проводящей сферы. Оценка этого эффекта приведена ниже. Нагрев не зависит от наличия диэлектрического покрытия или иных не проводящих ток покрытий, например, высокотемпературная обмазка, ТЭП (теплозащитное покрытие). Нагрев происходит в поверхностном слое, т. е. возможно снижение прочности соединения покрытия с корпусом ЛА или даже его отслоение и отделение.

#### Импульсное магнитное поле, проникающее внутрь ЛА

Значение импульсного магнитного поля внутри оболочки ЛА, создающего наведенные импульсы тока в замкнутых цепях радиоэлектронных систем (РЭС), как известно, зависит от коэффициента экранирования полей оболочкой ЛА, наличия в ней окон, тоководов и т. д., и в итоге определяется конструкцией конкретного ЛА. Так, если выразить коэффициент экранирования магнитного поля проводящей оболочкой в пределе высоких частот в виде

$$S_{hf}(\omega) \approx \frac{\delta}{r} \exp\left(-\frac{d}{\delta}\right),$$

значения  $S_{hf}(\omega)$  будут велики и составят  $\approx 10^{-8}$ . В реальности коэффициент экранирования корпуса ЛА по магнитным полям, вызванным протеканием тока по поверхности, может оказаться на много порядков меньше из-за наличия большого количества конструктивных соединений, отверстий, вводов и т. п. Кажется целесообразным проведение экспериментальной проверки экранирования ЛА с помощью специально созданного генератора импульсных токов, моделирующих импульсные токи, возникающие при воздействии плазменного образования с магнитным полем на ЛА, тем более что методика подобных испытаний широко применяется при испытании радиоэлектронной устойчивости летательных аппаратов к грозовому импульсу.

### Излученный в пространство ЭМИ

При торможении движущегося со скоростью  $v \approx 10^9$  см/с плазменного сгустка на твердой преграде в случае, если в сгусток заморожено магнитное поле  $B = 10^3-10^5$  Гс, вблизи преграды возникают индукционные электрические поля, имеющие порядок величины

$$E \approx B v / c.$$

Для принятых значений  $B$  и  $v$  электрическое поле составляет  $E = 10^2-10^4$  В/см. Заметим, что величина  $E$ , полученная в результате этих оценок, сопоставима со значениями поля, создаваемого электромагнитным импульсом ядерного взрыва [5, 6].

Для сопоставления в табл. 1 приведены типовые параметры импульса ЭМИ ЯВ.

Таблица 1

Параметр	Электрическое поле	Магнитное поле
Максимальная напряженность	500 кВ/м	130 А/м
Время нарастания импульса от 0,1 до 0,9, нс	10	10
Время спада импульса от 0,1 до 0,9, нс	600	600
Длительность импульса на уровне 0,5, нс	200	200

Временные характеристики ЭМИ, генерируемого в рассматриваемой нами ситуации, неясны, но можно с уверенностью сказать, что характерная длительность импульса на уровне 0,5 будет лежать в пределах 60–200 нс, а фронт — в пределе 10–100 нс. Амплитудные значения поля заведомо перекрываются генерируемыми в нашем случае полями и соответствуют в области ЛА воздействию ЭМИ ядерного взрыва с экви-

валентом 10–20 кт при расстоянии между ЛА и эпицентром менее 1 км.

Следует отметить, что если спектральная характеристика импульса ЭМИ ядерного взрыва обычно задается в виде

$$\frac{E(j\omega)}{E_{\max}} = \frac{B(j\omega)}{B_{\max}} = \frac{\beta - \alpha}{(i\omega + \alpha)(i\omega + \beta)},$$

где  $\alpha$  и  $\beta$  — обратные характерные времена нарастания и спада импульса (см. табл. 1), то в нашем случае спектральная форма импульса может быть специально подобрана для минимизации коэффициента ослабления ЭМИ корпусом ЛА. Это ставит отдельную и, как кажется, весьма перспективную задачу — создание испытательного стенда по генерированию ЭМИ с меняющейся спектральной характеристикой для оптимизации проникновения импульса через оболочку ЛА. Ранее поиск формы сигнала определялся не столько эффективностью его взаимодействия, сколько возможностью излучить ЭМИ и доставить его к объекту функционального поражения. В нашем случае ЭМИ генерируется непосредственно при взаимодействии плазменного образования с корпусом ЛА, что открывает новые перспективы в поисках оптимальной формы импульса ЭМИ.

В заключение рассмотрения поражающих факторов электромагнитной природы заметим, что появление новых идей и концепций электромагнитного воздействия на ЛА требует и новых подходов к обеспечению защиты аппарата [6, 7].

Тенденция развития космического приборостроения, направленная на увеличение их функциональных и "интеллектуальных" возможностей, ведет к росту насыщенности космических аппаратов разнообразными приборами, выполненными на интегральных полупроводниковых схемах. Прогресс в развитии радиоэлектронных средств, заключающийся в их миниатюризации, увеличении их чувствительности и многофункциональности, естественно, приводит к необходимости все более тщательной защиты РЭС от воздействия внешних помех (электромагнитных, радиационных и тепловых). Электромагнитные помехи (ЭМП) могут быть как естественного (атмосферные явления, активность солнца), так и искусственного происхождения, обусловленного деятельностью человека. Из вышесказанного следует, что, несмотря на предусматриваемые специальные конструктивные меры защиты, ЛА становятся все более уязвимыми относительно возможности функционального поражения. Идеально экранированные ЛА, очевидно, будут также идеально "слепы" и "глухи" — лишены возможности получения и передачи информации.

**Импульсное выделение тепла**

Поток энергии поглощающихся на поверхности ЛА ионов

$$q = \epsilon n l,$$

где  $\epsilon$  — энергия иона;  
 $n$  — концентрация ионов в плазмоиде;  
 $l$  — длина плазмоида.

Например, для  $\epsilon = 1$  МэВ,  $n = 10^{14}$  см<sup>-3</sup> и  $l = 100$  см имеем

$$q = 10^3, \text{ Дж/см}^2.$$

Оценим нагрев поверхности, считая, что она изготовлена из титана толщиной  $d = 0,2$  см

$$\Delta t = q / c \rho d,$$

где  $c$  — теплоемкость титана ( $c = 0,55$  Дж/г·град);  
 $\rho$  — плотность титана ( $\rho = 4,5$  г/см<sup>3</sup>).

Для этих значений поток энергии в 1 кДж/см<sup>2</sup> вызывает нагрев поверхности до 2000 °С, таким образом, импульсный нагрев при поглощении поверхностью заряженных частиц с такой плотностью может привести к разогреву поверхности ЛА до температур, характерных для изменения механических свойств и плавления материала.

Если этот вид нагрева будет действовать локально, т. е. только там, где плотность частиц  $n$  имеет достаточную величину, то нагреву импульсными токами, индуцированными при взаимодействии магнитного поля плазмоида с ЛА, подвержена вся поверхность аппарата.

Энерговыведение  $Q$  дается выражением

$$Q = \sigma |E^2| \tau.$$

Пользуясь результатами, получим  $Q = 10^3$  Дж/см<sup>3</sup>. Подобный энерговклад вызовет нагрев

$$\Delta t = Q / c \rho d \approx 300 \text{ }^\circ\text{C}.$$

**Импульсное тормозное рентгеновское излучение**

Источником мягкого тормозного излучения являются электроны плазмоида. По-видимому, все это излучение будет поглощено в материалах корпуса ЛА. Тормозное излучение с энергией кванта до  $\approx 0,1$  МэВ возникает при взаимодействии ионов с поверхностью ЛА. Коэффициент преобразования энергии электрона ( $\approx 0,1$  МэВ) в тормозное рентгеновское излучение при торможении на титановой мишени  $\eta_e \approx 0,1$  [8, 9]. Для ионов  $\eta_i \approx m_e \eta_e / m_i \approx 5 \cdot 10^{-5}$ .

Следовательно, поток энергии рентгеновского излучения, вызванного ионами, можно оценить как

$$q_R \approx \eta_i q_i \approx 5 \cdot 10^{-2} \text{ Дж/см}^2.$$

Для фотонов с энергией 0,1 МэВ это соответствует интегральному потоку  $\Phi_\gamma \approx 10^6$  квант/см<sup>2</sup>. Используя таблицы, приведенные в [8], получим, что такой поток соответствует экспозиционной дозе в кремнии  $D_\gamma \approx 0,1$  Р и мощности дозы  $P_\gamma \approx 10^6$  Р·с.

Оценим фототок, вызванный такой дозой, в планарном транзисторе

$$I = G P_\gamma V_{eff},$$

где  $G$  — объемная скорость генерации тока в кремнии  $G = 6$  мкА·рад/см<sup>3</sup>·с;

$V_{eff}$  — эффективный объем для сбора носителей. Примем  $V_{eff} \approx 10^{-6}$  см<sup>3</sup> [7], тогда первичный фототок  $I \approx 0,6$  мА.

Таким образом, в результате воздействия импульса рентгеновского излучения возможны обратимые изменения в работе электронных схем, например появление ложных сигналов и переключение ключевых схем.

В табл. 2, составленной по результатам сделанных выше оценок, приведен перечень систем ЛА, на которые оказывают воздействие поражающие факторы, создаваемые замагниченным плазменным сгустком, а также характер происходящих в этих системах изменений — обратимые или необратимые.

Таблица 2

Тип устройства	Поражающий фактор				
	Индуктированный в оболочке и контактных цепях ток	Импульс магн. поля внутри оболочки	ЭМИ	Выделение тепла	Рентгеновское излучение
Оболочка ЛА				Н	
Система терморегуляции	О			Н	
Антенно-фидерные устройства, антенные коммутаторы	Н	О	Н		
Приемно-передающие устройства	Н	О	Н		
Вычислительные, управляющие и синхронизирующие устройства	О	О	О		
Источники питания:					
внутренние автономные	О	О	О		
солнечные батареи	Н		О	О	О

Примечание. Н — необратимые изменения; О — обратимые изменения.

### Создание плазмоида

Ниже будут предложены и рассмотрены предварительные соображения по поводу создания замагниченных плазменных сгустков.

Итак, следует получить движущийся со скоростью  $v$  сгусток плазмы, состоящий из ионов и электронов и удовлетворяющий условиям:

- осесимметричность; длина сгустка  $l_0$ , радиус  $r_0$ ;
- азимутальная скорость электронов  $\dot{\theta} = v_\phi / r$

обеспечивает ток  $j = enr\dot{\theta}$ , создающий магнитное поле  $B$  в центре сгустка.

Рассмотрим несколько возможных вариантов создания плазменного сгустка с вмороженным магнитным полем.

- Сгусток формируется и ускоряется движущимся неоднородным магнитным полем. Схематически этот вариант показан на рис. 3.

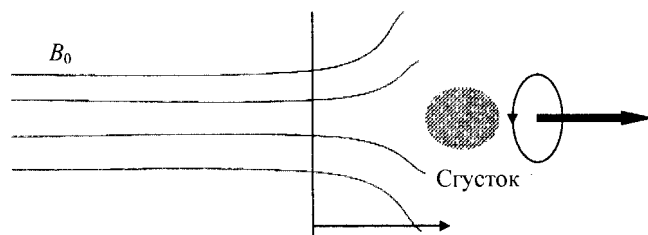


Рис. 3. Ускорение сгустка неоднородным магнитным полем

Плазменное образование ускоряется в направлении  $z$  движущейся воронкообразной магнитной стенкой. (Этот механизм в некотором смысле является аналогом фермиевского ускорения заряженных частиц.) Угловую скорость электроны (в меньшей степени ионы) получают под воздействием изменяющейся поперечной составляющей магнитного поля.

- Ионный и электронный пучки формируются по отдельности и сливаются в единый движущийся сгусток. Нейтрализация пространственного заряда частицами противоположного знака реализована в газовой фокусировке квазистационарных электронных пучков. Устройства с нейтрализацией объемного заряда рассматривались в работах [10, 11].

В последнем случае можно рассмотреть два варианта:

формирование ионного и электронного пучка происходит в продольных электрическом и магнитном полях. Угловую скорость частицы приобретают при выходе из магнитного поля;

ионный и электронный пучки формируются в неоднородном электрическом и продольном магнитном полях. В зависимости от направления радиальной составляющей электрического поля угловая скорость частиц будет иметь различную направленность. Приобретаемая при выходе из магнитного поля угловая скорость будет алгебраически суммироваться с ранее полученной.

Заряженные частицы пучка, движущиеся в осесимметричном магнитном поле, согласно теореме Буша приобретают угловую скорость

$$\dot{\theta} = -\frac{e}{2m} \left( B - B_0 \frac{r_0^2}{r^2} \right),$$

где  $r_0$  — радиус в сечении пучка, когда  $\dot{\theta} = 0$ ;  
 $B_0$  — магнитное поле в этом же сечении;  
 $r$  — радиус в сечении, когда магнитное поле  $B$ .

Если предположить, что  $B = 0$  (свободное пространство), тогда

$$\dot{\theta} = \frac{e}{2m} B_0 \frac{r_0^2}{r^2} = \frac{\eta}{2\mu} B_0 \frac{r_0^2}{r^2}, \quad (5)$$

где  $\eta = e/m_e$ ;  $\mu = m_i/m_e$ ,  $m_e$  и  $m_i$ , соответственно, массы электрона и заряженной частицы. В основном будем рассматривать электронные и протонные пучки (поэтому  $\mu = 1842$ ). Для электронов угловая скорость направлена против часовой стрелки, для ионов — по часовой стрелке. Как видно из (5), угловая скорость для электронов в  $\mu$  раз меньше, чем для ионов.

На заряженную частицу с угловой скоростью  $v_\theta = r\dot{\theta}$  в магнитном поле с продольной составляющей  $B_Z$  действует сила  $F = q [v_\theta \times B_Z]$ , направленная как для ионов, так и для электронов по радиусу. Ввиду различия масс электрона и иона под действием силы  $F$  происходит перераспределение зарядов по радиусу (поляризация). В появившемся радиальном электрическом поле  $E$  и продольном магнитном поле  $B_Z$  частицы дрейфуют со скоростью

$$v = \frac{c [E_r \times B_Z]}{eB_Z^2},$$

причем эта скорость направлена против часовой стрелки как для электронов, так и для ионов, т. е. угловая скорость электронов увеличивается, ионов — уменьшается.

Очевидно, что поляризация плазменного сгустка препятствует уходу электронов в расходящемся магнитном поле.

Эти рассуждения весьма качественны и грубы, однако позволяют получить некую картину: в выходящем из магнитного поля сгустке ионы имеют скорость  $v_Z^i \gg v_\theta^i$ , электроны  $v_Z^e \geq v_\theta^e$ . С азимутальным током электронов плотностью

$$j_\theta = enr\dot{\theta} = \frac{em\eta}{2} B_0 \frac{r_0^2}{r^2} R$$

( $R$  — радиус электрона в сгустке) связано магнитное поле  $B_C$  сгустка.

Начальные скорости  $v_0^i$  и  $v_0^e$  ионов и электронов (т. е. ускоряющие поля) и магнитное поле  $B_0$  следует подбирать таким образом, чтобы магнитное поле сгустка  $B_C$  и концентрация ионов  $n_i$  удовлетворяли поставленным требованиям, сгусток был квазинейтральным и продольные скорости частиц сравнимы.

Естественно, решение этой задачи требует численного эксперимента, а затем эксперимента на модели.

Итак, имеем квазинейтральный ( $n \approx n_i \approx n_e$ ) сгусток плазмы, движущийся со скоростью  $v \approx v_z^i \approx v_z^e$ , с замороженным магнитным полем, создаваемым вращающимися в плоскости, перпендикулярной направлению движения, электронами.

Конфигурацию магнитного поля качественно можно оценить по магнитному полю совокупности из 20 соленоидов (катушек) разного диаметра. Данные катушек представлены ниже. Ток в катушках постоянный,  $I = 1$  А,  $n_0 \cdot I = 1000$  ампервитков. Суммарное магнитное поле в  $r = 0$  и  $z = 0$  (т. е. посередине катушки),  $B = 252$  Гс;  $k = 1-20$ .

Радиусы:

$$R_m^k, \text{ см} \dots\dots\dots [0,1 + 0,2 (k-1)]$$

$$R_{\min}^k, \text{ см} \dots\dots\dots 0,2 (k-1)$$

$$R_{\max}^k \dots\dots\dots 0,2 k$$

$$\text{Число витков, } n_k \dots\dots\dots n_0 \cdot R_m^k / 4$$

$$\text{Длина катушек, } L, \text{ см} \dots\dots\dots 50$$

$$\text{Внешний радиус, } R, \text{ см} \dots\dots\dots 4$$

Рассмотрим два варианта получения нейтрализованного потока ионов. В обоих вариантах формирование пучков заряженных частиц обусловлено электрическим полем, локализованным между двумя плазменными поверхностями. Такие системы характеризуются высокой плотностью отбираемого тока [12].

Схема первого варианта и распределение потенциала даны на рис. 4, а, б. Плазма генерируется в кольцевом источнике И при разряде емкости С на искровые промежутки (искровой источник плазмы схематически дан на рис. 4, в). Емкость между искровыми промежутками  $C_1 \ll C_2$  емкости на землю, поэтому практически все напряжение, до которого заряжена емкость С, будет приложена к первому, а по мере пробоя — к последующим искровым разрядникам. Ток разряда в процессе пробоя (ток смещения) ограничен. Рост тока начинается после пробоя всех искровых промежутков. В области максимума тока искровых разрядников к созданной в искровых разрядниках плазме подключается заряженная до напряжения  $U_0$  емкость  $C_0$ . Магнитное поле тока через плазму (имеющую

кольцевую форму) равно  $B$  [Гс] =  $0,2I, \text{ А} / r$  [см] и при  $I = 10^5$  А величина магнитного поля  $B = 20$  кгс.

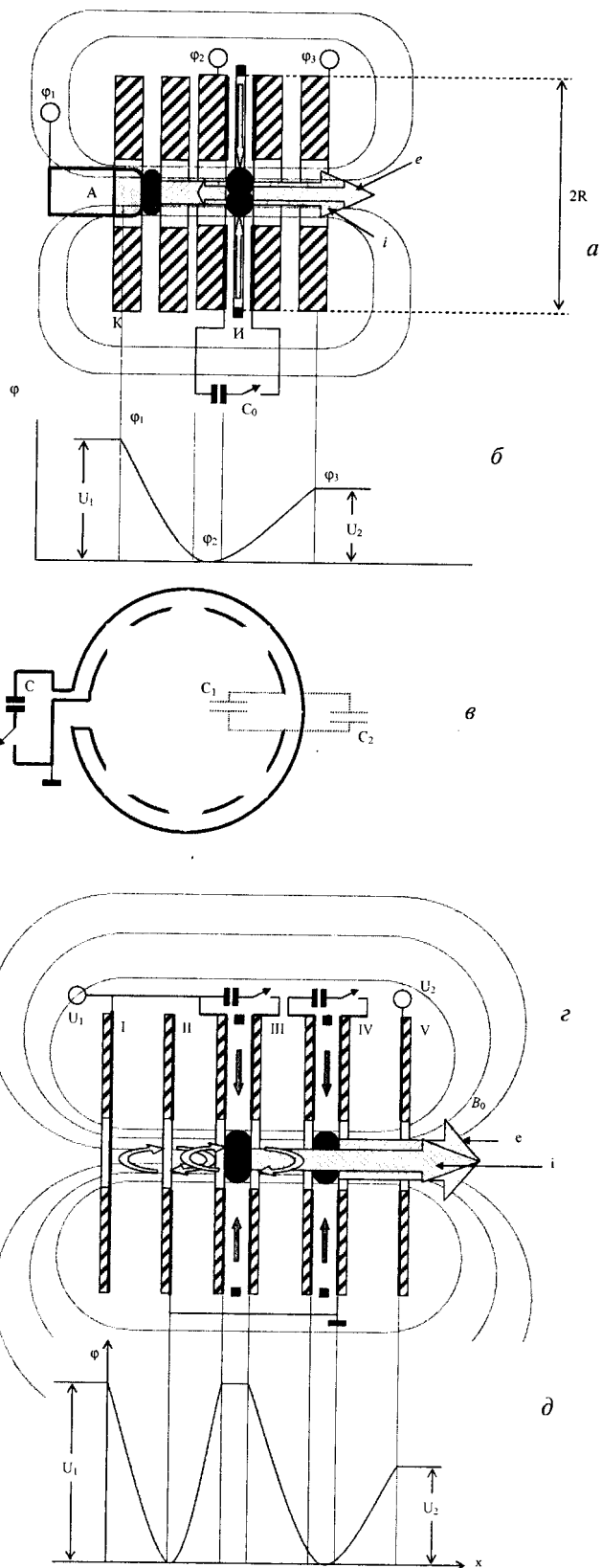


Рис. 4. Получение замагниченного плазменного сгустка: (вариант 1): а — схема; б — распределение потенциала; в — схема искрового источника плазмы; (вариант 2): г — схема; д — распределение потенциала



Под воздействием этого поля кольцевая плазма схлопывается. При движении к центру плотность плазмы растет

$$n_x \approx n_{R_0} \frac{2R\delta}{x^2},$$

где  $\delta$  — поперечный размер генерированного плазменного образования;

$R$  и  $r$  — начальный и конечный радиусы плазменного образования, соответственно.

При  $\delta = 2$  см,  $R = 40$  см и  $r = 2$  см имеем  $n_R / n_r \approx 40$ . С задержкой, достаточной для выхода плазменного сгустка к оси, подается напряжение  $U_1$ . Электроны, эмитированные с катодной плазмы (сгустка) и ускоренные к аноду, создают коллекторную плазму (анод выполнен или покрыт материалом, ионы которого нужно получить). С задержкой, достаточной для создания коллекторной плазмы и формирования ионного пучка, подается напряжение  $U_2$ , формирующее электронный пучок. Отметим, что наличие двух потоков, ионного и электронного, между катодной и коллекторной (анодной) плазмами обеспечивает частичную компенсацию пространственного заряда как электронов, так и ионов, в результате чего соответствующие токи возрастают в 1,86 раза.

Магнитное поле  $B_0$  создается катушками К. При выходе из системы ионы должны иметь скорость  $v_z^i$ , электроны  $v^e = \sqrt{(v_z^e)^2 +$

$$+ \left( \frac{\mu}{2} B_0 \rho \frac{r_0^2}{r^2} \right)^2 \text{ и } v_z^i \approx v_z^e. \text{ При отборе с плазмы}$$

пучка заряженных частиц с током  $I$  необходима плотность плазмы

$$n = \frac{4I}{Sev_T} \approx 1,34 \cdot 10^{17} \frac{I}{r_0^2} \sqrt{\frac{\mu}{T}},$$

где  $T$  — температура соответствующей компоненты плазмы.

$$\text{Для электронов } n_e [\text{см}^{-3}] \approx \frac{1,34 \cdot 10^{17} I [\text{МА}]}{r_0^2 \sqrt{T_e} [\text{эВ}]}.$$

$$\text{Для протонов } n_p [\text{см}^{-3}] \approx \frac{5,76 \cdot 10^{18} I [\text{МА}]}{r_0^2 \sqrt{T_p} [\text{эВ}]}.$$

Для получения потока частиц с концентрацией  $n$  [см<sup>-3</sup>] при энергии  $E$  [МэВ] и радиусе пучка  $r_0$  [см] необходим ток

$$I [\text{МА}] = 2,98 \cdot 10^{-14} r_0^2 n \sqrt{\frac{E}{\mu}}.$$

Так как для квазистационарности сгустка необходимо  $n_i \approx n_e \approx n$  и  $v_z^i \approx v_z^e \approx v$ , очевидно, что

ускоряющие ионы и электроны напряжения соотносятся как  $E_i / E_e = U_i / U_e \approx U_1 / U_2 \approx \mu$ .

Напряжение, необходимое для отбора протонного тока  $I$  (учитывая биполярный ток между катодной и анодной плазмами),

$$U [\text{МВ}] = 215 \left( \frac{I^2 x^4}{r_0^4} \right)^{1/3},$$

где  $x$  — зазор между плазменными поверхностями.

Для тока протонов  $I = 0,35$  МА при  $x = 7$  мм необходимое напряжение равно  $U = 10$  МВ. Для отбора такого тока необходима коллекторная плазма с плотностью

$$n_p = 1,26 \cdot 10^{17} T_p^{-1/2}.$$

Итак, между катодной плазмой и коллектором формируется электронный пучок, создающий коллекторную плазму. С поверхности коллекторной (анодной) плазмы отбираются ионы, необходимые для образования плазменного сгустка. Электроны, необходимые для нейтрализации пространственного заряда ионного пучка, генерируются в области с разностью потенциалов  $U_2$ . При наличии у электронов только продольной скорости напряжения  $U_1$  и  $U_2$  относятся как  $U_1 / U_2 = \mu$ . В действительности электроны должны иметь существенную поперечную составляющую для создания магнитного поля сгустка, так что  $U_2 > U_1 / \mu$ .

Схема второго варианта дана на рис. 4, г. На рис. 4, д дано распределение потенциала в этой системе. Система состоит из пяти (I—V) электродов. Каждый электрод одновременно является катушкой для создания магнитного поля. Электроды III и IV являются также радиальными источниками плазмы, аналогичными показанным на рис. 4, а—б. Источником ионов служит плазма в источнике III. Приложенными электрическими полями ионы ускоряются в обе стороны. Эмитированные влево ионы набирают максимальную энергию в области электрода II и затем тормозятся. Если бы при этом ионы не потеряли часть своей энергии в результате взаимодействия с остаточным газом и другими ионами, они попали бы на электрод I. Но ионы теряют при пролете энергию, поэтому они колеблются между электродами I и III и потребляют мало энергии. В конце концов они попадают на электрод II. Ускоренные вправо ионы частично тормозятся в поле между IV и V электродами и выходят в свободное пространство, при этом приобретая некоторую угловую скорость в неоднородном магнитном поле. Электроны с источника IV также отбираются в обе стороны. Эмитированные влево электроны колеблются между II и IV электродами и по мере потери энергии, попадают на электрод III, тем

самым эффективно компенсируя пространственный заряд формируемых с электрода III ионных пучков. Эмитированные вправо электроны, выходя в свободное пространство, также приобретают угловую скорость в неоднородном магнитном поле. Напряжения  $U_1$  и  $U_2$  и величина магнитного поля подбираются таким образом, чтобы в свободном пространстве продольные скорости ионов и электронов были равны, а вращающиеся с приобретенными угловыми скоростями электроны и ионы создавали необходимое магнитное поле электрон-ионного сгустка.

Схема по второму варианту представляется предпочтительной и более экономичной.

Напряжения  $U_1$  и  $U_2$  достаточно велики и их получение является серьезной технической задачей.

Очевидно, что прикладываемые к электродам электрические поля — импульсные, и к импульсам напряжения предъявляются жесткие требования по току и форме импульса. Длительность фронтов должна быть минимальной для создания компактных сгустков.

Импульсные напряжения  $U_1$  и  $U_2$  целесообразно генерировать двойными формирующими линиями (возможно по схеме Аркадьева-Маркса для уменьшения зарядного напряжения). В зарядной схеме также возможны различные варианты:

зарядка линий генератором импульсных напряжений Аркадьева-Маркса;

резонансная зарядка линий импульсным трансформатором;

-использование плазменного размыкателя для трансформации напряжения [13].

### Литература

1. Keith H., Florig M. The future battefield: a blast from gigawatts, Spectrum MIT, March 1988. P. 77—81; Новости зарубежной науки и техники. Сер. Авиационная и ракетная техника. ЦАГИ. 1987. № 9. Шмыгин А. СОИ глазами русского полковника (все о ПРО).
2. Collisionless Shocks In The Heliosphere. Reviews Of Current Research/ Ed. by Bruce T. T. and Robert G. Stone// Am. Geophys. Union. 1985.
3. Дудникова Г. И. Доклады на 8-й конференции по физике плазмы и управляемому ТЯ синтезу. — Звенигород. 1992.
4. Roussev I. I., Sokolov I. V., Forbes T. G. et al// Astrophysical Journal Letters, 2004. V. 605. P. L73—L76.
5. Ricketts L. W. Fundamentals of Nuclear Hardening of Electronic Equipment. 1972. P. 548.
6. Риккетс Л. У., Бриджес Дж., Майлетта Дж. Электромагнитный импульс и методы защиты. — М.: Атомиздат. 1979. С. 328.
7. Мырова Л. О., Чепиженко А. З. Обеспечение стойкости аппаратуры связи к ионизирующим и электромагнитным излучениям. — М.: Радио и связь. 1988. С. 39.
8. Быстров Ю. А., Иванов С. А. Ускорительная техника и рентгеновские приборы. — М.: Высш. шк. 1983. С. 179.
9. Смит Л., Паркинс В., Форестер А.// УФН. 1948. № 35. — 551 с.
10. Luse I. S., Flowers I. W. Отчет ORNL.
11. Мхеидзе Г. П., Беленцов П. Е. Инжектор нейтрализованного пучка. Отчет СФТИ № 395. 1963.
12. Мхеидзе Г. П., Корон Е. Д. Формирование интенсивных электронных пучков при протекании тока через плазму// ЖТФ. 1971. № 41. Вып. 5. — 952 с.
13. Мхеидзе Г. П. Плазменные размыкатели// Радиотехника и электроника. 1992. № 1. Вып. 1.

Статья поступила в редакцию 1 ноября 2004 г.

## Transport of a high-energy magnetized plasma bunch

G. P. Mkheidze, I. M. Raevsky, A. A. Rukhadze, A. A. Savin, I. V. Sokolov  
Institute of General Physics, RAS, Moscow, Russia

*Parameters of a high-energy magnetized plasma bunch are discussed. The bunch can be created by coupling two beams, that of electrons with that of ions. It can propagate at large distances and can destroy the functionality of missiles.*