

УДК 5377.8:536

ИССЛЕДОВАНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ИМПУЛЬСА, ГЕНЕРИРОВАННОГО СИСТЕМОЙ, НА ТИПОВОМ КОСМИЧЕСКОМ АППАРАТЕ

Ю. Н. Лазарев, П. В. Петров, Е. В. Диянкова,
А. В. Вронский, Я. З. Кандиев

Всероссийский научно-исследовательский институт технической физики,
456770 Снежинск
E-mail: pvpetrov@snezhinsk.ru

Представлены результаты исследования генерации электромагнитного импульса, возникающего на космическом аппарате при воздействии на него рентгеновского и гамма-излучения. В основе использованной вычислительной технологии лежит иерархическая система математических моделей, построенная на системе уравнений Максвелла — Власова, и моделей космических аппаратов, которые с достаточной точностью описывают все физические процессы, характерные для возникновения вторичных электромагнитных полей, и геометрию объекта. Показано, что поляризационные компоненты электрического поля, направленные по нормали к поверхностям, подвергшимся облучению, слабо зависят от геометрических факторов и определяются плотностью потока фотонного излучения. Формирование магнитного поля определяется динамикой изменения первой производной дипольного момента электронного слоя, образовавшегося в результате эмиссии частиц под воздействием ионизирующего излучения, и зависит от формы объекта, характерных размеров облучаемой поверхности и ориентации космического аппарата.

Ключевые слова: электромагнитный импульс, космический аппарат, математические модели, ионизирующее излучение.

Введение. Облучение любого объекта интенсивными потоками проникающей радиации приводит к эмиссии электронов с его внешних и внутренних поверхностей и возникновению электромагнитного импульса, генерированного системой (ЭМИГС), который может привести к поражению его радиоэлектронного оборудования [1–5]. Особенно уязвимыми к действию этих электромагнитных полей могут оказаться космические аппараты (КА) с широким внедрением микропроцессорной техники в системах управления и связи. Эти системы в силу особенностей их функционирования невозможно надежно защитить и быстро заменить в случае повреждения.

Экспериментальное изучение ЭМИГС в КА чрезвычайно сложно и требует настолько больших материальных и временных затрат, что стало практически невозможным. В этом случае значительная часть исследований проводится с помощью вычислительных экспериментов, в основе которых лежат математические модели генерации электромагнитных полей с учетом формирования мощных электронных потоков, возникающих при воздействии фотонного излучения. Возникновение электромагнитного поля вследствие движения заряженных частиц описывается, как известно, уравнениями Максвелла. Наиболее просто их решение может быть получено в случае, когда токи не зависят от электромагнитных полей. Однако часто динамика электронного потока, с одной стороны, определяет эволюцию

электромагнитных полей, а с другой — зависит от нее, так как возникающие поля существенно изменяют движение заряженных частиц. В этом случае эволюция электромагнитных полей и движение заряженных частиц должны рассматриваться самосогласованным образом на основе системы уравнений Максвелла — Больцмана.

В работе [6] представлена иерархическая система математических моделей, которая создавалась для исследования вторичных электромагнитных эффектов (ВЭМЭ). Она состоит из самосогласованных одно- и двумерных моделей на основе уравнений Власова — Максвелла и трехмерной электродинамической модели, в основе которой лежат уравнения Максвелла. Однако математическая модель определяется не только системой уравнений с начальными и граничными условиями, которые описывают физические процессы, но и моделями исследуемого объекта. Устройство большинства технических систем очень сложное, и это создает значительные трудности при их детальном описании в математической форме. До настоящего времени не существует готовых моделей объектов, используемых при исследованиях ВЭМЭ. Поэтому одной из задач, рассматриваемых в данной работе, было создание идеализированных моделей объекта, пригодных для использования в рамках разрабатываемой математической системы.

С учетом природы ЭМИГС ясно, что наибольшей полнотой будет обладать самосогласованная трехмерная модель на основе уравнений Власова — Максвелла. Так как в системе моделей [6] такая модель отсутствует, то для расчета ВЭМЭ с учетом реальной формы облучаемого объекта можно воспользоваться трехмерной электродинамической моделью, где пространственно-временное распределение плотности тока задано по результатам самосогласованных расчетов полей и токов в одно- или двумерных моделях для соответствующих разрезов трехмерного объекта. Такой способ определения токов предполагает, что процесс формирования и эволюции электронных потоков слабо зависит от трехмерной геометрии. Основанием для применения такого подхода является сильная локализация тока электронов у облучаемой поверхности, которая наблюдается в самосогласованных одно- и двумерных расчетах ЭМИГС, особенно при высокой интенсивности потока фотонов [2, 4, 5, 7].

За переход от полной математической модели к системе упрощенных моделей с минимальной потерей информации о ВЭМЭ приходится платить усложнением процесса моделирования. Вместо одного вычислительного эксперимента необходимо проводить серию расчетов с моделями меньшей размерности и моделями той же размерности, но менее сложных с точки зрения учета физических процессов. Каждый из этих вычислительных экспериментов должен проводиться в определенной последовательности, чтобы полученные в нем результаты могли быть использованы в модели следующего уровня. Фактически речь идет о создании вычислительной технологии для моделирования ЭМИГС, которая позволит учитывать и физические процессы, характерные для этого явления, и трехмерную форму облучаемых объектов. Для ее реализации необходимо:

- иметь иерархическую систему математических моделей, различающихся пространственной размерностью и степенью упрощения физических процессов;
- сделать ряд допущений, которые связаны с физическими особенностями образования ЭМИГС в исследуемых объектах, в соответствии с которыми будет проводиться декомпозиция трехмерного объекта на элементы (например, о малости взаимного влияния элементов друг на друга);
- разработать систему моделей элементов объекта различной размерности и определить последовательность вычислительных экспериментов на каждой из них;
- провести вычислительные эксперименты по изучению ЭМИГС на элементах объекта по самосогласованным моделям в одно- и двумерной постановках и на трехмерном объекте, учитывая взаимодействие его элементов.

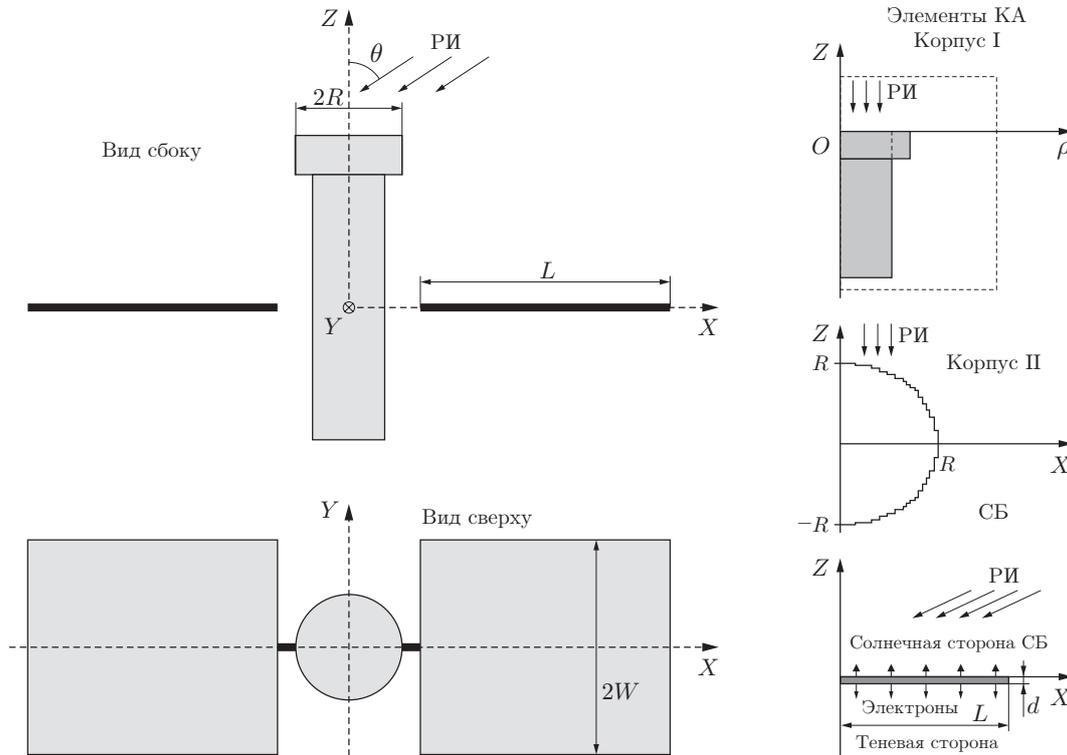


Рис. 1. Трехмерная модель космического аппарата и его элементов

Исследование ЭМИГС в трехмерной геометрии является завершающим этапом исследования, который направлен не на изучение основных закономерностей явления, поскольку они определены по одно- и двумерным моделям, а на определение влияния трехмерных эффектов на эти закономерности.

Целью настоящей работы было:

- создание идеализированных моделей КА, пригодных для исследования ЭМИГС в рамках системы математических моделей [6];
- разработка вычислительной технологии для моделирования ЭМИГС в КА с учетом его трехмерной геометрии;
- использование вычислительной технологии для прогнозирования ЭМИГС типового КА.

Моделирование генерируемого системой электромагнитного импульса на космическом аппарате. Исследуем ЭМИГС космического аппарата, который подвергается воздействию рентгеновского излучения (РИ). Будем считать, что спектр фотонов является планковским [2], а зависимость интенсивности РИ от времени $F(t)$ задается выражением [7]

$$F(t) = (U_0/T_h) \sin^2(\pi t/2T_h), \quad 0 < t < 2T_h,$$

где t — время; U_0 — флюенс РИ; T_h — длительность импульса на половине высоты.

Под действием РИ на поверхности КА возникает электронная эмиссия, которая определяет поверхностные источники в уравнении Власова. Для расчета ее параметров можно использовать метод Монте-Карло [8] или расчетно-аналитическую модель [9].

В большинстве случаев можно принять, что КА включает составной цилиндрический корпус с приборным отсеком и антенным блоком, а также панели солнечной батареи (СБ), которые соединены с корпусом силовыми элементами из алюминия (рис. 1). Естественно

рассматривать в качестве составных элементов КА его отдельные части — солнечные батареи и корпус. Если бы они были электрически независимыми, то можно было бы ограничиться раздельным рассмотрением ЭМИГС на отдельных элементах, и такой подход был бы точным. Реально это не так, и необходима трехмерная модель, учитывающая взаимное влияние солнечной батареи и корпуса.

В соответствии с общим подходом к моделированию сложных систем вычислительные эксперименты проводятся поэтапно с последовательным переходом от простых моделей к более сложным [10]. На первом этапе используются одномерные модели, которые позволяют провести детальное исследование влияния исходных данных на ВЭМЭ. На основе полученных результатов можно определить качественную зависимость характеристик электромагнитного поля от флюенса РИ, характерного времени облучения и параметров электронной эмиссии, что обеспечивает понимание связи отдельных составляющих математической модели со свойствами физического процесса.

На втором этапе вычислительные эксперименты проводятся с двумерными моделями, в которых частично учитывается влияние конечного размера объекта на образование электромагнитных полей. Определяются масштабы, на которых краевые эффекты оказываются существенными, проверяются предположения о локализации тока и допустимости сделанных предположений о слабом влиянии геометрии на его формирование. Проводится расчет пространственно-временного распределения плотности электронного тока для последующего использования в трехмерной модели. Последнее предполагает, что вычислительные эксперименты в двумерной постановке будут проводиться на моделях, соответствующих характерным двумерным разрезам КА.

В общем случае РИ падает под углом на солнечные батареи, торцевую и боковую поверхности КА (см. рис. 1) и, значит, необходимы следующие двумерные модели элементов КА:

- корпуса конечной длины в цилиндрической системе координат, эмиссия электронов происходит с верхней торцевой поверхности (корпус I);
- корпуса бесконечной длины в декартовой системе координат, эмиссия электронов происходит с боковой поверхности с учетом угла падения фотонов (корпус II);
- солнечных батарей в декартовой системе координат, эмиссия электронов происходит с освещенной и теневой сторон, учитывается угол падения РИ.

На завершающем этапе моделирования для учета взаимного влияния отдельных частей КА друг на друга и его ориентации относительно направления облучения используется трехмерная модель, в которой заданы токи, полученные в самосогласованных расчетах для вышеперечисленных двумерных моделей объекта.

Одномерные расчеты. При высокой интенсивности потока РИ, облучающего металлическую поверхность, приповерхностный электронный слой образуется на расстояниях, много меньших характерных размеров КА [2, 5, 11, 12], что дает возможность рассчитывать параметры электромагнитного поля в одномерном приближении. Отличительной чертой одномерной модели [6] является то, что в ней за счет выбора системы отсчета, движущейся вместе с фронтом РИ, учитывается угол падения РИ и рассчитываются все компоненты электромагнитного поля (волновые и поляризационные), тогда как в обычных одномерных моделях [3–5, 12] определяется только поляризационная компонента.

В задаче существует два временных масштаба: один (T_h) связан с характерной длительностью импульса РИ, другой — с плазменной частотой эмитированных электронов $T_p = (m_e / (4\pi e^2 N))^{1/2}$ (e , m_e — заряд и масса электронов), которая зависит от интенсивности облучения, выхода электронов эмиссии Y и скорости эмитированных электронов $\langle v_e \rangle$:

$$N \approx YU_0 / (\langle v_e \rangle T_h).$$

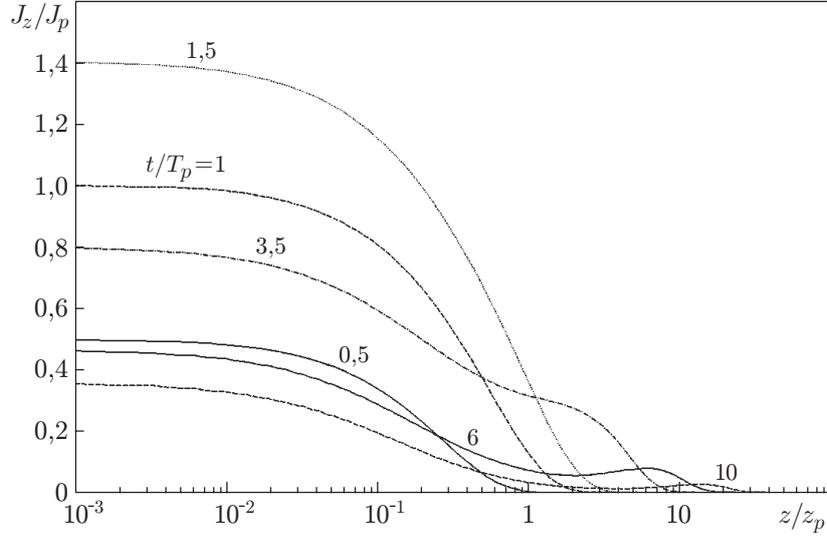


Рис. 2. Зависимость плотности тока от расстояния до поверхности эмиссии на различные моменты времени

Если интенсивность облучения невелика, а средняя скорость электронов эмиссии достаточно большая, так что $T_p \gg T_h$, то импульс эмиссии проходит быстрее, чем может сформироваться дипольный слой. В этом случае частицы образуют вокруг облучаемого объекта разлетающееся облако, которое не проявляет коллективных свойств плазмы.

При высоких интенсивностях облучения, когда $T_p \ll T_h$, ток электронов ограничивается пространственным зарядом ранее эмитированных частиц, что приводит к формированию дипольного слоя. Так как число эмитированных и возвращающихся электронов примерно одинаково, то их концентрация у поверхности находится в квазистатическом равновесии с потоком РИ и определяется соотношением

$$N(t) \approx 2YF(t)/\langle v_e \rangle.$$

Учитывая характерный размер дипольного слоя $z_p \approx \langle v_e \rangle T_p$, можно оценить значение электрического поля $E(z=0, t)$ у поверхности эмиссии [4]:

$$E(0, t) \approx 4\pi e N(t) z_p \sim \sqrt{4\pi m_e \langle v_e \rangle YF(t)}. \quad (1)$$

На рис. 2 приведены результаты расчета по одномерной модели зависимости пространственного распределения тока электронов в различные моменты времени вблизи алюминиевой поверхности, облучаемой под углом $\theta = 0$ линейно нарастающим во времени потоком РИ. Из численных расчетов видно, что электронный дипольный слой формируется в непосредственной близости от поверхности эмиссии. Его размеры могут составлять от долей миллиметра до десятков сантиметров в зависимости от материала поверхности, энергии квантов и потока РИ. При наклонном падении РИ под углом θ на облучаемую поверхность кроме поля пространственного заряда образуется поле электромагнитной волны, распространяющейся в направлении, зеркальном к направлению потока РИ. Ее эволюция

определяется первой производной дипольного момента $\dot{P}(t) = \int_0^\infty dz j_z(t, z)$ [12]:

$$H_y(t, z) = \frac{4\pi}{c} \operatorname{tg} \theta \dot{P} \left(t - \frac{x}{c} \sin \theta - \frac{z}{c} \cos \theta \right), \quad E_x^w(t, z) \cong \cos \theta H_y(t, z). \quad (2)$$

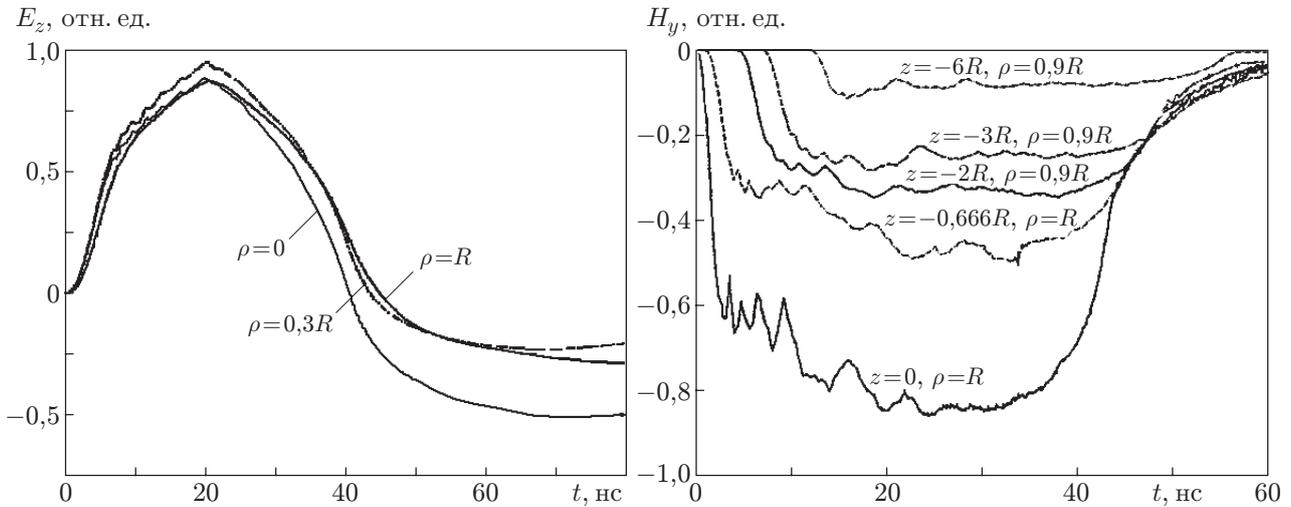


Рис. 3. Зависимость электрического и магнитного полей от времени в различных точках над торцевой поверхностью КА

Полученные результаты позволяют сделать следующие заключения:

— генерируемые РИ электромагнитного поля можно разделить на “квазистационарные”, которые определяются поляризационным разделением зарядов (поляризационная часть E_z), и “волновые”, связанные с образованием направленной электромагнитной волны (магнитное поле, тангенциальная составляющая электрического поля E_x и волновая часть E_z);

— “квазистационарные” поля определяются мгновенным значением плотности потока РИ и материалом облучаемой поверхности (1), слабо зависят от угла падения фотонов, быстро убывают с удалением от плоскости эмиссии на расстояниях $z_p \approx \sqrt{m_e \langle v_e \rangle^3 / (8\pi e^2 Y F(t))}$;

— “волновые” компоненты электромагнитного поля зависят от скорости формирования дипольного слоя $\dot{P} \sim m_e \langle v_e \rangle^2 / (36eT_p)$ и угла падения РИ на облучаемую поверхность (2), распространяются в направлении, которое является зеркальным к углу падения РИ на облучаемую поверхность. Как функции от времени они имеют вид монополярного импульса [13].

Из данных одномерных расчетов можно заключить, что с точки зрения образования максимальных значений амплитуд электромагнитного поля и генерации наиболее высокочастотного сигнала наиболее опасными являются части объектов, где используются материалы с высоким выходом электронов (с большим значением Z) и подвергающиеся облучению под большими углами падения РИ.

Двумерные расчеты. В рамках одномерной модели невозможно учесть эффекты, связанные с конечными размерами КА ($\sim R$), которые приводят к тому, что в дополнение к T_h и T_p в задаче появляется третий временной параметр $T_l \cong R/c$ (c — скорость света). Его появление — следствие не только количественных, но и качественных изменений свойств ЭМИГС, в частности возможности возбуждения собственных колебаний с частотой порядка T_l^{-1} .

В случае, когда поток фотонов направлен вдоль оси цилиндрического корпуса — перпендикулярно его торцевой поверхности (корпус I), можно воспользоваться осевой симметрией задачи и провести расчеты в цилиндрической системе координат, учитывая и радиус корпуса, и его длину. Результаты расчетов электрического и магнитного полей приведены на рис. 3. Если поток фотонов направлен перпендикулярно оси цилиндрического корпуса,

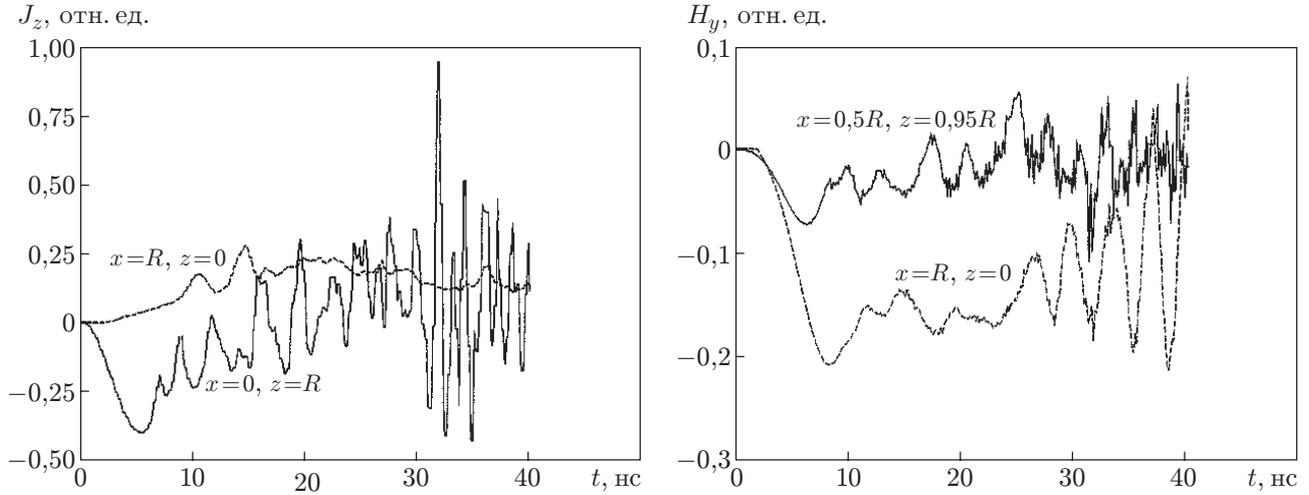


Рис. 4. Зависимость плотности тока электронов J_z и магнитного поля от времени в различных точках у боковой поверхности КА

то для определения электромагнитного поля можно использовать двумерную модель, где корпус представляется бесконечным цилиндром (корпус II). Такая геометрия задачи позволяет учесть изменение параметров электронной эмиссии, связанное с изменением угла падения фотонов на поверхность КА и влияние цилиндрической формы на формирование тока электронов. Динамика электронного тока вдоль направления облучения и магнитного поля представлена на рис. 4.

Моделирование электромагнитных полей в самосогласованной двумерной постановке показывает, что основные закономерности формирования электромагнитного поля и тока эмитированных электронов в значительной степени совпадают с полученными в одномерных расчетах. Конечные размеры корпуса КА и облучаемой поверхности проявляются в следующем:

— под действием поля пространственного заряда эмитированных частиц происходит разлет электронного облака в направлении, параллельном плоскости облучения, и появляются соответствующие продольные компоненты электронного тока, сравнимые по величине с током эмиссии;

— образование магнитного поля происходит при любом угле падения РИ на поверхность КА и определяется градиентом эмиссионного тока на границе облучаемой и теневой поверхностей в соответствии с уравнением

$$\Delta \mathbf{H} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{H}}{\partial t^2} = -\frac{4\pi}{c} \nabla \times \mathbf{j}; \quad (3)$$

— после облучения на корпусе КА остается некомпенсированный электрический заряд, связанный с тем, что генерируемые поля не в состоянии возратить на облученный объект часть высокоэнергетичных электронов, чья кинетическая энергия превышает некоторое граничное значение $w_0 = e\varphi_0$, определяемое образующимся в процессе эмиссии потенциалом поверхности φ_0 ;

— при облучении КА может происходить возбуждение собственных высокочастотных колебаний поверхностного тока.

Оценку “остаточного” поля можно провести исходя из “квазистатического” поведения электрического поля и экспоненциальной формы распределения электронов по энергии ($\sim \exp(-w/\langle w \rangle)$, где $\langle w \rangle$ — средняя энергия эмитированных электронов). Будем считать, что “убегают” электроны, чья энергия w больше w_0 . Учитывая закон сохранения заряда

и соотношение между зарядом на корпусе и его потенциалом $Q_e = C_l \varphi_0$ через емкость $C_l \approx R$, получим уравнение для w_0 [14]:

$$w_0 = \frac{eYU_0 S_l}{C_l} \exp\left(-\frac{w_0}{\langle w \rangle}\right), \quad (4)$$

где S_l — облучаемая площадь. Решение (4) позволяет по порядку величины оценить напряженность электрического поля, оставшуюся после воздействия РИ, и значение тока, протекающего по поверхности КА:

$$E_n = 4\pi\sigma \approx 4\pi Q_e/S_l, \quad I_e = Q_e/T_h.$$

Зависимость магнитного поля от параметров РИ можно оценить из уравнения (3), считая корпус КА идеальным проводником. Если предположить, что ток эмиссии однороден вдоль облучаемой поверхности и локализован на расстоянии порядка z_p , то, используя функцию Грина для волнового уравнения в свободном пространстве, получим

$$H_\varphi \sim \frac{2\sqrt{2}}{c} \int_0^\pi d\varphi \frac{\cos\varphi \dot{P}(t - \sqrt{2}T_l \sqrt{1 - \cos\varphi})}{\sqrt{1 - \cos\varphi + \alpha^2}} \sim \frac{\langle \dot{P} \rangle_{[t, t-2T_l]}}{c}, \quad \alpha \simeq \frac{z_p}{R}.$$

Вследствие “квазистатичности” изменения параметров дипольного слоя \dot{P} следует изменению во времени плотности потока РИ ($\dot{P} \approx \sqrt{YF(t)}$).

Одним из основных элементов КА являются солнечные батареи, которые из-за функциональных особенностей и большой площади (до десятков квадратных метров) будут особенно чувствительными к воздействию ЭМИГС. В двумерной модели солнечная батарея рассматривалась как параллелепипед, бесконечный в одном из направлений (OY) и имеющий конечную протяженность в двух других: L вдоль OX и d вдоль OZ ($d \ll L$). Предполагалось, что ее поперечное сечение совпадает с сечением фотоэлемента, представляющим собой слоистую диэлектрическую структуру, в середине которой имеются металлические контакты, покрытые с рабочей стороны кварцевым стеклом (SiO_2), а с другой — краской. Результаты расчетов электронного тока, возникающего при нормальном падении РИ на плоскость СБ, представлены на рис. 5.

Результаты расчетов показывают, что

краевые эффекты, которые проявляются в различии между электронными токами, рассчитанными по одно- и двумерной моделям, образовании магнитного поля, разлете электронов вдоль поверхности эмиссии и появлении продольной составляющей электрического поля, оказываются существенными на расстояниях $x \approx z_p$;

из-за разности в эмиссионном токе на солнечной и теневой сторонах солнечной батареи наблюдается сильная неоднородность в пространственном распределении электрического поля.

Моделирование в трехмерной постановке. Завершающим этапом моделирования ЭМИГС КА является вычислительный эксперимент с трехмерной моделью КА (см. рис. 1). Основным требованием к трехмерной физико-математической модели является учет факторов, которые невозможно описать в моделях более низкой размерности, — взаимодействия отдельных элементов КА и ориентации КА относительно потока РИ.

Исходя из результатов моделирования ЭМИГС на элементах КА по самосогласованным двумерным моделям, можно констатировать, что основное влияние на формирование электронного тока оказывает процесс ограничения тока пространственным зарядом, который носит одномерный характер. Краевые эффекты проявляются на расстояниях, сравнимых с толщиной электронного дипольного слоя ($\sim z_p$). Вне этой зоны при высокой интенсивности РИ, когда $z_p \ll R$, они не могут существенно влиять на эволюцию

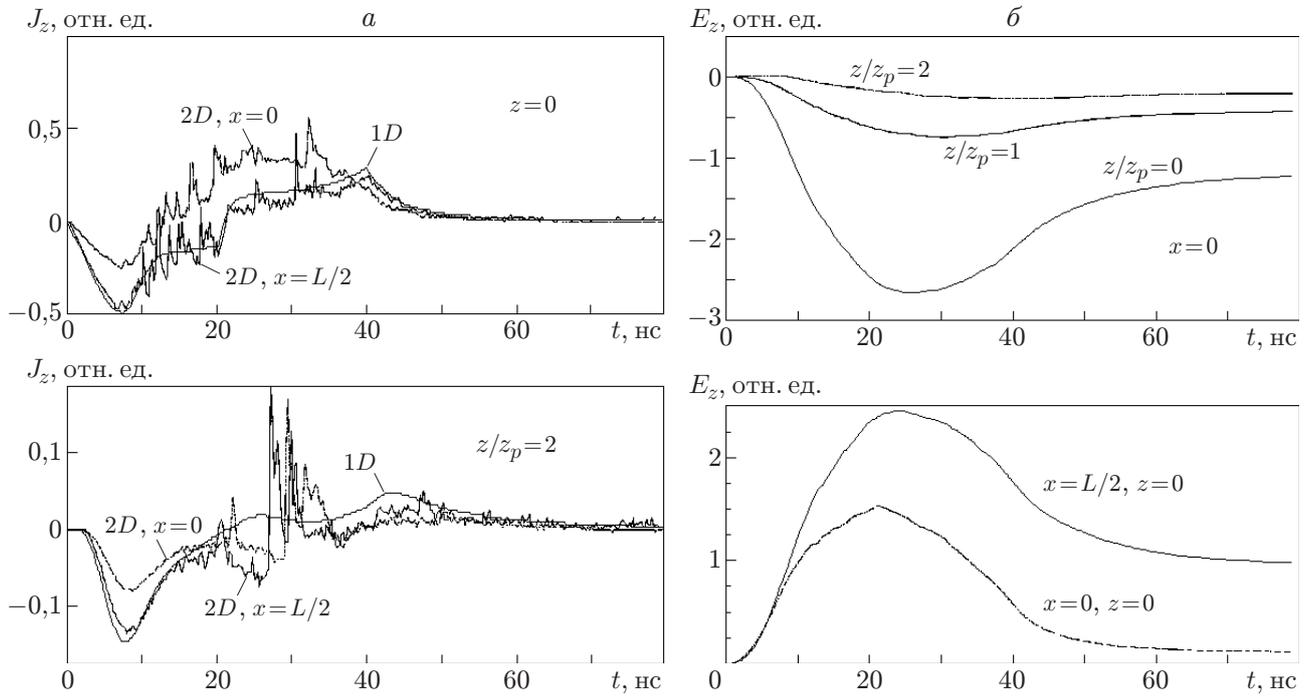


Рис. 5. Зависимость плотности тока электронов J_z (а) и электрического поля E_z (б) от времени в различных точках над поверхностью солнечной батареи (1D — одномерное приближение, 2D — двумерное)

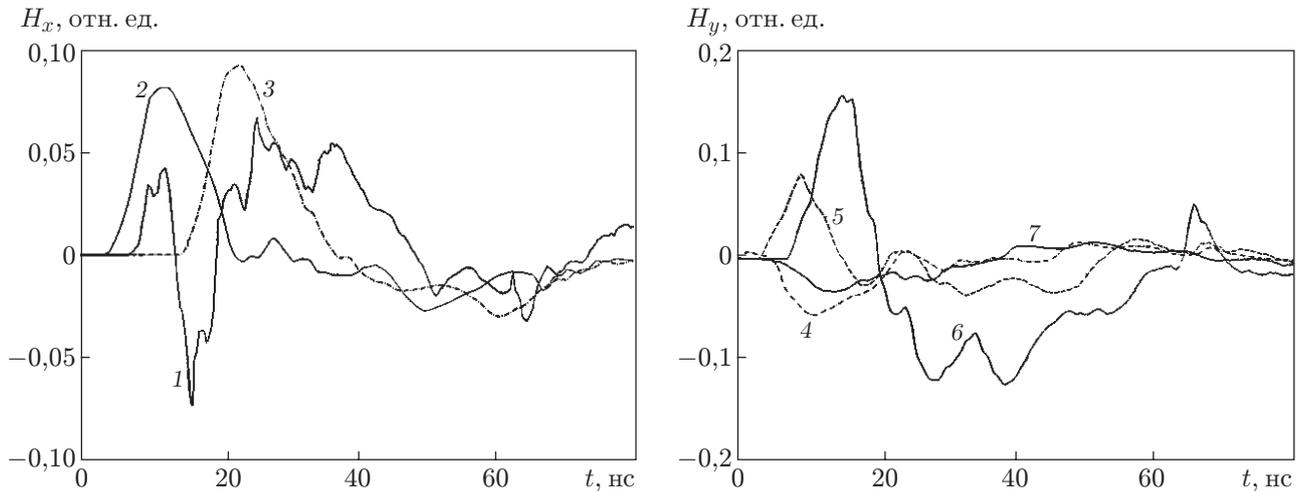


Рис. 6. Зависимость компонент магнитного поля от времени у поверхности трехмерной модели КА, облучаемого потоком РИ под углом $\theta = \pi/4$, $\varphi = 0$, рассчитанная в \dot{P} -приближении:

1 — корпус КА, $x = 0$, $y = -R$, $z = 2R$; 2 — правая панель СБ (освещенная поверхность), $x = L/2 + R$, $y = -W$; 3 — левая панель СБ (освещенная поверхность), $x = -L/2 - R$, $y = -W$; 4 — край правой панели СБ (освещенная поверхность), $x = L + R$, $y = -W$; 5 — середина правой панели СБ (освещенная поверхность), $x = L/2 + R$, $y = 0$; 6 — соединительная штанга; 7 — середина правой панели СБ (тенивая поверхность), $x = L/2 + R$, $y = 0$

и пространственное распределение тока электронов и можно считать, что процесс формирования электронных токов слабо зависит от трехмерной геометрии. В этом случае для трехмерной электродинамической модели можно использовать токи, рассчитанные по самосогласованным одно- и двумерным моделям.

Исследования образования электромагнитного поля на трехмерной модели КА проводились для случая, когда облучение РИ происходит под углом 45° к оси OZ и вдоль оси OX . Результаты расчетов показывают, что поляризационные компоненты электрического поля, направленные по нормали к поверхностям, подвергшимся облучению, слабо зависят от геометрических факторов. Их временная форма и амплитуда определяются плотностью потока фотонного излучения. Учет взаимодействия отдельных частей КА не приводит к катастрофическому изменению в амплитудных значениях параметров электромагнитного поля, полученных в рамках моделей более низкой размерности, которые дают правильные представления о величине генерируемых полей. По соединительным штангам протекают токи примерно той же амплитуды и формы, что и по корпусу КА. В отличие от случая облучения вдоль оси корпуса КА, когда магнитные поля образуются из-за краевого эффекта, при наклонном падении РИ на корпус и солнечные батареи происходит дополнительная генерация электромагнитной волны, которая приводит к изменению формы импульса и увеличению амплитуды полей (рис. 6). Наклонное облучение КА возбуждает все моды собственных колебаний электромагнитного поля, определяемые продольным и поперечным размерами корпуса, протяженностью солнечной батареи.

ЛИТЕРАТУРА

1. **Logmire C. L.** State of the art in IEMP and SGEMP calculations // IEEE Trans. on Nucl. Sci. 1975. V. NS-22, N 6. P. 2340–2344.
2. **Higgins D. F., Lee K. S., Marin L.** System-generated EMP // IEEE Trans. on Nucl. Sci. 1978. V. NS-25, N 6. P. 1329–1337.
3. **Karzas W. J., Latter R.** Electromagnetic radiation from a nuclear explosion in space // Phys. Rev. 1962. V. 126, N 6. P. 1919–1926.
4. **Carron M. J., Logmire C. L.** Structure of the steady state SGEMP boundary layer // IEEE Trans. on Nucl. Sci. 1975. V. NS-23, N 6. P. 1986–1990.
5. **Ганага С. Н., Здуход Л. Н., Пантелеев С. В. и др.** Электродинамическое действие ионизирующих излучений // Физика ядерного взрыва / Под ред. В. М. Лоборева. Т. 2. С. 107.
6. **Лазарев Ю. Н., Петров П. В., Диянкова Е. В., Вронский А. В.** Моделирование ВЭМЭ. Ч. 1. Модели. Снежинск, 2004. (Препр. / Всерос. науч.-исслед. ин-т техн. физики; № 220).
7. **Woods A. J., Wenaas E. P.** Scaling laws for SGEMP // IEEE Trans on Nucl. Sci. 1976. V. 23, N 6. P. 1903–1908.
8. **Arnautova M. A., Kandiev Ya. Z., Lukhminsky B. E., Malishkin G. N.** Monte-Carlo simulation in nuclear geophysics. In comparison of the PRIZMA Monte-Carlo program and benchmark experiments // Nucl. Geophys. 1993. V. 7, N 3. P. 407–418.
9. **Батькаев Д. Д., Кандиев Я. З., Лазарев Ю. Н., Петров П. В.** Расчет спектрально-углового распределения электронов эмиссии из алюминия при наклонном падении гамма-излучения // Атом. энергия. 1991. Т. 71. С. 569–573.
10. **Самарский А. А., Михайлов А. П.** Математическое моделирование. М.: Физматлит, 2002.
11. **Carron N. J., Longmire C. L.** Scaling behavior of the time-dependent SGEMP boundary layer // IEEE Trans. on Nucl. Sci. 1978. V. NS-25, N 6. P. 1329–1335.

12. **Carron N. J., Longmire C. L.** Electromagnetic pulse produced by obliquely incident X-rays // IEEE Trans. on Nucl. Sci. 1976. V. NS-23, N 6. P. 1897–1902.
13. **Лазарев Ю. Н., Петров П. В.** Генератор электромагнитного излучения СВЧ-диапазона на основе сверхсветового источника // Журн. эксперим. и теорет. физики. 1999. Т. 115, вып. 5. С. 1689–1707.
14. **Schmidt M.** Elementary external SGEMP model for system engineering design // IEEE Trans. on Nucl. Sci. 1985. V. NS-32, N 6. P. 4295–4299.

Поступила в редакцию 26/XI 2004 г.
