УДК 550.384;551.521

# РАДИАЦИОННЫЕ ПОЯСА В ПРОЦЕССЕ ИНВЕРСИИ МАГНИТНОГО ПОЛЯ ЗЕМЛИ

© 2020 г. О. О. Царева<sup>1, \*</sup>, Л. М. Зеленый<sup>1</sup>, Х. В. Малова<sup>1, 2</sup>, В. Ю. Попов<sup>1, 3, 4</sup>

<sup>1</sup>Институт космических исследований РАН, г. Москва, Россия

<sup>2</sup>Научно-исследовательский институт ядерной физики им. Д.В. Скобельцына МГУ им. М.В. Ломоносова, г. Москва, Россия

<sup>3</sup>Национальный исследовательский университет "Высшая школа экономики", г. Москва, Россия

<sup>4</sup>Физический факультет МГУ им. М.В. Ломоносова, г. Москва, Россия

\*olga8.92@mail.ru

Поступила в редакцию 05.10.2018 г. После доработки 06.09.2019 г. Принята к публикации 23.10.2019 г.

В рамках осесимметричной модели исследованы изменения формы радиационных поясов Земли и энергетических спектров заряженных частиц в них во время инверсии геомагнитного поля. Области устойчивого существования радиационных поясов получены аналитически обобщением теории Штермера на случай осесимметричного квадруполя. Предложен сценарий инверсии, в котором показано, что может происходить постепенное сокращение радиационных поясов при уменьшении дипольной составляющей современного геомагнитного поля. Получены пространственно-энергетические распределения плотности потоков протонов и электронов, позволившие определить максимальную мощность доз радиации на различных магнитных оболочках в процессе инверсии.

DOI: 10.31857/S002342062004010X

# I. ВВЕДЕНИЕ

Геомагнитное поле Земли нестабильно: длительные периоды относительно стабильного геомагнитного поля сменяются сравнительно быстрыми глобальными изменениями его полярности — инверсиями, о чем свидетельствуют палеомагнитные данные. По последним наблюдениям современное магнитное поле ослабевает, его магнитные полюса мигрируют, напряженность магнитного поля в Южно-Атлантической аномалии уменьшается, а ее размер увеличивается. Эти эффекты могут говорить о начале магнитной инверсии.

В работе [1] исследована радиационная обстановка на поверхности Земли и околоземном пространстве в момент инверсии геомагнитного поля. Предложен сценарий процесса инверсии, согласно которому дипольная составляющая поля обратиться в нуль к 3580-ому году, и квадрупольная составляющая станет доминирующей. Остается открытым вопрос о том, будут ли существовать радиационные пояса в период переворота магнитного поля. Целью настоящей работы является исследования формы радиационных поясов Земли и радиационной обстановки в околоземном пространстве на основе сценария уменьшения дипольной компоненты магнитного поля до нуля в рамках осесимметричной модели. Как известно из теории Штермера [2, 3] о закономерностях движения заряженных частиц в дипольном магнитном поле, устойчивость радиационных поясов обусловлена стационарностью и аксиальной симметрией магнитного поля Земли, откуда следует сохранение двух интегралов движения заряженных частиц, населяющих околоземное пространство: полной энергии |v| = const uобобщенного импульса азимутального движения:

$$\mathbf{M}_{\varphi} = R(mv_{\varphi} + e\mathbf{A}_{\varphi}) = \text{const.}$$
(1)

Здесь  $A_{\varphi}$  – азимутальный потенциал,  $R = r \cos \lambda$  – расстояние до оси z и  $\lambda$  – магнитная широта; все переменные рассматриваются в цилиндрической системе координат, в которой ось z направлена на север вдоль оси магнитного диполя. Среди всех возможных топологий поля области устойчивого захвата заряженных частиц существуют только в осесимметричной (или квазиосесимметричной) конфигурации поля, когда его магнитные моменты коллинеарны оси вращения. Представим геомагнитное поле **B**<sub>Earth</sub> как суперпозицию магнитного диполя и квадруполя:

$$\mathbf{B}_{\text{Earth}} = \mathbf{\varkappa} \mathbf{B}_{dip} + \mathbf{B}_{quad}, \qquad (2)$$

где  $\kappa \in [0;1]$  — весовой коэффициент диполя, который может принимать значения от 1 до 0.

Мы ограничились рассмотрением двух первых мультиполей, поскольку, чем выше порядок мультиполя, тем быстрее его напряженность затухает с расстоянием. Компоненты современного магнитного диполя  $\mathbf{B}_{dip}$  определяются аналитически с использованием модели IGRF-12 [4] и в геоцентрической системе координат (r,  $\theta$ ,  $\phi$ ) имеют вид:

$$B_{r}^{dip} = 2\left(\frac{R_{\rm E}}{r}\right)^{3} \times \left(g_{1}^{0}\cos\theta + \left(g_{1}^{1}\cos\varphi + h_{1}^{1}\sin\varphi\right)\sin\theta\right), \\ B_{\theta}^{dip} = -\left(\frac{R_{\rm E}}{r}\right)^{3} \times (3) \times \left(-g_{1}^{0}\sin\theta + \left(g_{1}^{1}\cos\varphi + h_{1}^{1}\sin\varphi\right)\cos\theta\right), \\ B_{\phi}^{dip} = -\left(\frac{R_{\rm E}}{r}\right)^{3} \left(-g_{1}^{1}\sin\varphi + h_{1}^{1}\cos\varphi\right), \end{cases}$$

где  $g_n^m(t)$  и  $h_n^m(t)$  – коэффициенты Гаусса, медленно меняющиеся со временем *t*.

Области захвата заряженных частиц в осесимметричном дипольном поле подробно исследовались ранее [2, 3]. Современный диполь обладает аксиальной квазисимметрией, т.е. обобщенный импульс азимутального движения частицы не является точным интегралом в современном поле. Таким образом, теория Штермера имеет границу применимости на геомагнитных широтах  $\lambda$  не выше ~65° [4].

В момент переворота, согласно инверсионному сценарию, компоненты диполя  $\mathbf{B}_{dip}$  обратятся в нуль, и геомагнитное поле будет представлять собой квадрупольное поле. Всевозможные конфигурации такого поля приведены в работе [6], где также было замечено, что зоны устойчивого захвата частиц имеют место лишь в осесимметричной конфигурации. Таким образом, если предполагать, как мы это сделали ранее в работе [1], что оси квадруполя сохранят свою современную, несимметричную относительно оси вращения, ориентацию, то радиационные пояса практически исчезнут, а присутствующие в них низкоэнергичные квазизахваченные частицы не внесут существенного вклада в околоземную радиацию.

Мы будем рассматривать единственную возможную конфигурацию квадруполя, при которой возможно сохранение радиационных поясов Земли – осесимметричный квадруполь. Здесь стоит отметить, что согласно нелинейной модели  $\alpha\Omega$ -динамо, описанной в работах [7, 8], величина квадрупольного поля в момент хаотической инверсии дипольного поля может носить случайный характер. Таким образом, вероятность реализации предложенного сценария может быть невелика. Однако такой сценарий инверсии удобен для оценки максимально возможной дозы радиации в околоземном пространстве.

Осесимметричный квадруполь определяется старшим квадрупольным коэффициентом Гаусса  $g_2^0$ . Компоненты поля **В**<sub>auad</sub> при этом имеют вид

$$B_{r}^{q} = \frac{3}{2} \left(\frac{R_{\rm E}}{r}\right)^{4} g_{2}^{0} \left(3\cos^{2}\theta - 1\right),$$

$$B_{\theta}^{q} = \frac{3}{2} \left(\frac{R_{\rm E}}{r}\right)^{4} g_{2}^{0} \sin 2\theta, \quad B_{\phi}^{q} = 0.$$
(4)

Развитие теории Штермера на случай осесимметричного квадруполя в работе [9] продемонстрировало, что в такой конфигурации области захвата частиц могут представлять собой два отдельных тороида, что приводит к формированию двух поясов и двух кольцевых токов, расположенных симметрично в северном и южном полушариях. Квадрупольные (конусовидные) поверхности центров захвата частиц [6] расположены на ±26.6° магнитной широты и симметричны относительно экваториальной плоскости.

Результаты численных расчетов показывают, что в процессе инверсии магнитное поле Земли представляет собой суперпозицию осесимметричных дипольного и квадрупольного полей (2). Структура радиационных поясов и областей захвата частиц в таком смешанном поле ранее никем не исследовались. С уменьшением дипольной составляющей, тороидальная зона захвата, симметричная относительно экваториальной плоскости  $\lambda^{(0)} = 0^{\circ}$ , будет уменьшаться в размерах и смещаться на север  $\lambda^{(-)} = 26.6^{\circ}$ . В то время как возникшая на юге зона захвата будет расти и двигаться от  $-90^{\circ}$  к  $\lambda^{(+)} = -26.6^{\circ}$ . Таким образом, в процессе инверсии магнитного поля северная внутренняя разрешенная область будет превышать в размерах южную область. А значит, южный радиационный пояс квадруполя наполнит меньшее количество частиц, нежели северный пояс. На рис. 1 изображены магнитные силовые линии этих полей  $[\mathbf{B} \times \mathbf{dr}] = 0$ .

### II. СТРУКТУРА И ДИНАМИКА РАДИАЦИОННЫХ ПОЯСОВ

Структура и динамика радиационных поясов определяется соотношением между источниками и потерями заряженных частиц [10]. Заполнение радиационных поясов может протекать медленно и непрерывно в результате распада нейтронов альбедо ГКЛ (с энергиями  $E_p > 30$  МэВ) или же быстро ("импульсно") в результате переноса и ускорения заряженных частиц в магнитосфере под действием различных нестационарных про-



**Рис. 1.** Магнитные силовые линии осесимметричных: диполя (а), диполя с квадруполем для к = 0.025 (б) и квадруполя (в).



**Рис. 2.** Дифференциальные спектры протонов радиационного пояса с энергиями 1–400 МэВ в плоскости экватора в минимуме СА. Справа показаны обозначения кривых, соответствующих разным интервалам энергий протонов.

цессов: возмущений электрических и магнитных полей, квазипериодических возмущений, магнитосферных суббурь, диполизации магнитных силовых линий или же вследствие динамических изменений дневной магнитопаузы.

Для протонов и ионов радиационных поясов основным механизмом гибели на магнитных оболочках L > 4 являются ионизационные потери при взаимодействии с верхней атмосферой. Главной причиной утечек электронов внутреннего пояса на L < 1.5 выступает кулоновское рассеяние, электроны внешнего пояса на L > 3 высыпаются из-за циклотронной неустойчивости, а зазор между поясами обусловлен рассеянием электронов на низкочастотном электромагнитном излучении.

Конфигурацию радиационных поясов хорошо иллюстрируют профили потоков протонов и электронов различных энергий в плоскости экватора в минимум и максимум солнечной активности, представленные на рис. 2, 3. Они построены по данным полуэмпирической модели радиационных поясов AP-8min/max и AE-8min/max [11, 12], которая успешно применяется для электронов и протонов с энергиями в диапазоне 0.1–7 и 0.1–400 МэВ.

Как видно из рисунков, основной вклад в радиацию современного протонного пояса вносят протоны с энергией 1–10 МэВ, т.к. спектры протонов больших энергией ниже на 3 и более порядка (рис. 2), а протоны меньших энергией, (их спектр значительно выше), не проникают за самую тонкую защиту ( $\delta = 0.01 \text{ г/см}^2$ ). Разумеется, с увеличением толщины защиты дозы радиации будут снижаться, а вклад в них высокоэнергичных протонов расти.

Ионизационные пробеги электронов в веществе защиты выше, чем у протонов тех же энер-



**Рис. 3.** Дифференциальные спектры электронов радиационного пояса с энергиями 0.1–7 МэВ в плоскости экватора в минимуме СА (слева) и в максимуме СА (справа). Обозначения кривых такие же, как и на рис. 2.

гий, поэтому основную дозу радиации в электронных поясах будут составлять электроны с энергиями 0.1-1 МэВ (рис. 3). Также, мы увидим, что энергетический спектр этих электронов определяет форму пространственного распределения суммарных доз радиации электронов и протонов в современных естественных радиационных поясах Земли (ЕРПЗ). В процессе инверсии мы увидим, как изменятся значения и распределения доз в радиационных поясах, однако большую их часть будут наполнять частицы упомянутых энергий.

Спектры протонов в максимуме солнечной активности большей частью совпадают со спектрами в минимуме, небольшое расхождение плотностей потоков наблюдается на магнитных оболочках L < 1.5 и не превышает одного порядка. Для нахождения аналогичных профилей частиц в момент инверсии Земли построена следующая численная модель.

## III. ОПИСАНИЕ ЧИСЛЕННОЙ МОДЕЛИ

Поскольку учет всех механизмов гибели и возникновения заряженных частиц в радиационных поясах весьма трудоемок, на начальном этапе исследования ограничимся заполнением областей захвата, согласно имеющимся дифференциальным профилям потоков.

С экваториальной плоскости, множество точек которой удалены от центра Земли на расстояние, не превышающее  $10R_{\rm E}$  (примерное положение сегодняшней магнитопаузы в лобовой части магнитосферы  $12R_{\rm E}$ ), во всех направлениях запускаются модельные частицы, имитирующие протоны и электроны радиационных поясов (рис. 4). Начальное распределение потоков частиц по магнитным оболочкам от 1.15 до  $10R_{\rm E}$  соответствует дифференциальным (по энергиям) спектрам радиационных полей, приведенных на рис. 2, 3. Каждая частица трассируется в заданном, постоянном во времени, магнитном поле **B**<sub>E</sub> без учета межпланетного (**B**<sub>IMF</sub> = 0) и электрического полей. В такой конфигурации модуль скорости частицы сохраняется (|**v**| = const), а уравнение движения релятивистской частицы в системе СИ имеет вид:

$$\begin{cases} \frac{d\mathbf{r}}{dt} = \mathbf{v}, \\ m\frac{d\mathbf{v}}{dt} = Ze\sqrt{1 - \frac{|\mathbf{v}|^2}{c^2}}[\mathbf{v} \times \mathbf{B}]. \end{cases}$$
(5)

Следуя сценарию инверсии, в процессе трассирования частицы в магнитном поле **B**<sub>E</sub> мы последовательно уменьшаем его дипольную составляющую **B**<sub>dip</sub> в 2, 4, 8 и 16 раз, используя весовой коэффициент диполя к, в итоге оставляя лишь поле осесимметричного квадруполя **B**<sub>quad</sub>. На каждом этапе мы снимаем дифференциальный спектр захваченных частиц на заданном энергетическом интервале в зависимости от магнитной оболочки *L*. Максимальная плотность потоков частиц приходится на экваториальную плоскость  $\lambda = 0^{\circ}$  для превалирующей дипольной составляющей поля и на широтах  $\lambda = \pm 27^{\circ}$ для осесимметричного квадруполя. Что же касается суперпозиции диполя и квадруполя с напряженностями од-



Рис. 4. Схема запуска частиц из экваториальной плоскости магнитного диполя.

ного порядка, то в связи с разностью скоростей затухания напряженностей диполя и квадруполя максимальная плотность потоков расположена на широтах  $\lambda^{(\pm)}$ , зависящих от расстояния [15].

Используем полученные спектры для исследования радиационной обстановки в околоземном пространстве осесимметричного квадруполя. Мощность поглощенной дозы радиации в Греях (РД 50-25645.216-90) вычисляется по формуле:

$$H_R = B \int \Phi(E) \frac{dE}{\rho dx} dE', \tag{6}$$

где *B* — коэффициент перехода от поглощенной энергии к дозе, равный *B* =  $1.6 \cdot 10^{-10}$  Гр МэВ<sup>-1</sup> см<sup>2</sup>; *dE*/(р*dx*) — ионизационные потери в веществе защиты, МэВ г<sup>-1</sup> см<sup>2</sup>, описываемые известной формулой [13]; Ф(*E*) — дифференциальный энергетический спектр, *E*' — энергия на глубине защиты δ, связанная с энергией падающей на защиту *E*. Эквивалентная доза от протонов за плоским слоем толщиной  $\delta$  — это поглощенная доза, умноженная на коэффициент качества ионизирующих излучений Q(E) (ГОСТ 8.496-83 ГСИ). Для гаммаизлучения (электронов) коэффициент Q(E) равен единице.

Зависимости максимальных мощностей поглощенных доз протонов и электронов в радиационных поясах за слоем тканеэквивалентного (средняя толщина человеческой кожи) вещества толщиной  $\delta = 0.01$  г/см<sup>2</sup> от магнитных оболочек L  $(R_{\rm F})$  в процессе инверсии магнитного поля Земли изображены на рис. 5, 6. На рис. 5 приведено пояснение для обозначения каждой кривой, которое относится и ко всем последующим рисункам. Все кривые иллюстрируют распределение доз радиации в определенной конфигурации магнитного поля ( $\kappa D + Q$ ) из ур. (2), (где  $D \equiv \mathbf{B}_{din}, Q \equiv \mathbf{B}_{auad}$ , к – разные коэффициенты) и на определенной магнитной широте λ. Выбор магнитной широты λ для каждой конфигурации поля обусловлен выбором максимальных доз на ней, (как это описано выше). На рисунках мы можем проследить, как с последовательным сокращением дипольной компоненты поля ( $\kappa D$ ) уменьшаются дозы радиации в радиационном поясе, происходит его сжатие, смещение и возникновение второго пояса. Дозы радиации между этими двумя новыми поясами квадруполя (кривые 0.0D + Q с маркером "-o") – северным ( $\lambda = 27^{\circ}$ ) и южным ( $\lambda = -27^{\circ}$ ) – перераспределятся несимметрично. Мы приводим один график (рис. 5) для распределений доз протонного радиационного пояса, поскольку энергетические спектры протонов в минимуме и максимуме солнечной активности (СА) не отличаются, и два графика (рис. 6) для доз электронных поясов в минимуме (слева) и максимуме (справа) СА. Как видно, солнечная активность мало влияет на спектры доз радиационных поясов.

Соответственно суммарные поглощенные и эквивалентные дозы в минимум (слева) и максимум (справа) СА изображены на рис. 7. После суммирования видно, что вклад протонной составляющей в радиацию поясов будет только падать. По этой причине спектры поглощенных (рис. 7) и эквивалентных доз слабо отличаются. Сравнивая имеющиеся в литературе [14] спектры доз ЕРПЗ, найденные с помощью получивших широкое распространение моделей пространственно-энергетического распределения частиц АР-8 и АЕ-8, с посчитанным распределением доз радиации в современной конфигурации поля, получим хорошую оценку точности расчетов.

Таким образом, наши исследования показывают, что в осесимметричной конфигурации магнитного поля, в процессе его инверсии, дозы радиации в квадрупольных радиационных поясах (северном и южном) распределятся несимметрично. Однако со временем можно ожидать, что под действием механизмов гибели и потерь частиц дозы радиации в квадрупольных поясах постепенно сравняются.



**Рис. 5.** Распределения максимальных мощностей поглощенных доз протонов (рад/сутки) в радиационных поясах на оболочках  $L(R_E)$  для разных магнитных широт  $\lambda$  в процессе инверсии магнитного поля Земли. Кривые соответствуют суперпозициям диполя и квадруполя ( $\kappa D + Q$ ), взятых с разными весовыми коэффициентами  $\kappa$ .



**Рис. 6.** Распределения максимальных мощностей поглощенных доз электронов (рад/сутки) в радиационных поясах по оболочкам *L* (*R*<sub>E</sub>) в процессе инверсии магнитного поля Земли в минимум (слева) и максимум (справа) СА. (Обозначения кривых – те же, что и на рис. 5.)



**Рис.** 7. Распределения максимальных суммарных мощностей поглощенных доз (рад/сутки и Гр/сутки) в радиационных поясах по оболочкам  $L(R_E)$  в процессе инверсии магнитного поля Земли в минимуме (слева) и максимуме (справа) СА. (Обозначения кривых показаны на рис. 5.)

#### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Мы предложили новый сценарий инверсии магнитного поля, согласно которому дипольная и квадрупольная компоненты магнитного поля Земли имеют, соответственно, квазиосесимметричное и осесимметричное распределения. В процессе геомагнитной инверсии дипольная составляющая поля обращается в нуль, в то время как квадрупольная становится доминирующей. В итоге образуются два радиационных пояса и два кольцевых тока. В процессе инверсии области захвата заряженных частиц располагаются несимметрично относительно экваториальной плоскости, что впоследствии приводит к несимметричному распределению доз радиации в поясах квадруполя. Как видно из пространственного распределения максимальных мощностей поглощенных доз (рис. 7), дозы в северном поясе квадруполя превышают дозы в южном более чем на порядок. Основной вклад в радиацию квадрупольных поясов будут вносить электроны (рис. 6). А поскольку протоны слабо влияют на форму спектра (рис. 5), распределения поглощенных и эквивалентных доз мало отличаются. Таким образом, согласно нашим расчетам дозы радиации в современном поле выше доз в южном поясе квадруполе не более чем на два порядка в максимуме CA на магнитных оболочках  $L = 2 - 3R_{\rm E}$ и не менее чем в 3.5 раза на  $L = 4 - 8R_{\rm E}$  в минимуме СА. Заметим, что в данной работе сделаны оценки для максимально возможных доз радиации в момент инверсии магнитного поля Земли без учета нестационарных механизмов гибели и потерь заряженных частиц. Разумеется, возможны и другие сценарии инверсии с асимметричными полями. Так, квадруполь может принять квазиосесимметричную конфигурацию, тогда радиационные пояса сохраняться, но с меньшими дозами. В случае же неосесимметричной конфигурации квадруполя, следуя выводам теории Штермера, можно заключить, что радиационные пояса не смогут устойчиво существовать, а квазизахваченные в них частицы не внесут вклад в околоземную радиацию.

Мы выражаем большую благодарность В.В. Бенгину (НИИЯФ МГУ) за оказанную помощь в расчетах доз радиации.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Царева О.О., Зелёный Л.М., Малова Х.В. и др. Что ожидает человечество при инверсии магнитного поля Земли: угрозы мнимы и подлинные // УФН. 2018. Т. 188. С. 208–220.
- 2. *Stormer C*. The polar aurora. Oxford: Clarendon Press, 1955.
- 3. Лонгейр М. Астрофизика высоких энергий. М.: Мир, 1983.
- 4. Дорман Л.И., Смирнов В.С., Тясто М.И. Космические лучи в магнитном поле Земли. М.: Наука, 1971.
- Thébault E., Finlay C.C., Toh H. International Geomagnetic Reference Field: the 12th generation // Earth, Planets and Space. 2015. V. 67. P. 158.
- Vogt J., Glassmeier K.H. On the location of trapped particle populations in quadrupole magnetospheres // J. Geophys. Res. 2000. V. 105. № A6. P. 13,063. https://doi.org/10.1029/2006JA012224
- Popova E. Dynamical systems for modeling the evolution of the magnetic field of stars and Earth // J. Phys.: Conf. Series. 2016. V. 681 P. 12.
- Попова Е.П. Современные результаты асимптотических исследований моделей динамо // УФН. 2016. Т. 186. № 6. С. 577–596.
- 9. Urban E.W. Critical Störmer Conditions in Quadrupole and Double Ring-Current Fields // J. Math. Phys. 1965. V. 6.
- 10. Тверской Б.А. Динамика радиационных поясов Земли. М.: Наука, 1968.
- 11. Sawyer D.M., Vette J.I. AP-8 Trapped proton environment for solar maximum and solar minimum. NASA Report NSSDC/WDC-A-R&S 76-06. 1979.
- Vette J.I. AE-8 Trapped electron environment. NASA Report NSSDC/WDC-A-R&S 1-24. 1991.
- Антонов Р.А. Модель космоса / Под ред. Панасюка М.И., Новикова Л.С. М.: КДУ. 2007. Т. 1.
- Гецелев И.В., Зубарев А.И., Пудовкин О.Л. Радиационная обстановка на борту космических аппаратов. ЦИПК, 2001.
- Tsareva O.O. Generalization of Störmer theory for an axisymmetric superposition of dipole and quadrupole fields // J. Geophysical Research: Space Physics. 2019. N. 124, P. 2844–2853.