

УДК 52-854

УСКОРЕНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ ВНЕШНЕГО РАДИАЦИОННОГО ПОЯСА ЛОКАЛЬНЫМИ ЭЛЕКТРИЧЕСКИМИ ПОЛЯМИ

© 2021 г. А. П. Кропоткин*

Научно-исследовательский институт ядерной физики им. Д.В. Скобельцына
Московского государственного университета им. М.В. Ломоносова (НИИЯФ МГУ), г. Москва, Россия

*e-mail: apkrop@dec1.sinp.msu.ru

Поступила в редакцию 22.07.2020 г.

После доработки 24.10.2020 г.

Принята к публикации 28.01.2021 г.

Для объяснения потоков энергичных электронов внешнего радиационного пояса, в том числе релятивистских электронов, спорадически появляющихся в магнитосфере, уже давно был предложен механизм ускорения этих электронов кратковременными всплесками электрического поля, которые возникают на ночной стороне при суббуревых возмущениях [Kropotkin, 1996]. Этот механизм удастся существенно конкретизировать с учетом современных представлений о быстрых плазменных потоках в геомагнитном хвосте, о возникновении диполяризационных фронтов, а также о возбуждении локализованных по местному времени продольно-резонансных полоидальных альвеновских колебаний, содержащих сильную компоненту электрического поля в направлении утро–вечер.

DOI: 10.31857/S0016794021030093

1. ВВЕДЕНИЕ

Известно, что одним из важнейших факторов “космической погоды” являются релятивистские электроны, по временам появляющиеся в ближней части магнитосферы (см., например, современный обзор [Vaker et al., 2018]). Этот эффект обсуждается в литературе на протяжении последних десятилетий, однако надежная общепринятая теория не построена по сегодняшний день. Здесь мы продолжим наше исследование в этом направлении, начатое еще в [Kropotkin, 1996]. При этом будем опираться на ряд важных теоретических и экспериментальных достижений последнего времени.

Область внешнего электронного радиационного пояса, где в основном наблюдаются релятивистские электроны, на ночной стороне частично совпадает и, как правило, слегка смещена к Земле относительно той области, где происходят самые интенсивные вариации магнитного поля во время суббури: чередующиеся вытягивание силовых линий и их диполяризация. Эта область имеет относительно небольшую радиальную протяженность, так что в ней z -составляющая поля сильно убывает в радиальном направлении на небольшом расстоянии [Lui, 1992; Kropotkin and Lui, 1995]. Это означает, что небольшое радиальное смещение приэкваториальной частицы, происходящее адиабатически (первый инвариант $\mu = \text{const}$),

должно сопровождаться здесь ее значительным ускорением.

Уже давно было выяснено, что такой перенос и ускорение должны происходить в этой области во время суббуревых активаций, происходящих с быстрой диполяризацией магнитного поля и с интенсивными переходными электрическими полями, направленными с утра на вечер [Lopez et al., 1989; Kropotkin, 1990]. Для преобладающей здесь плазменной популяции с энергией ионов вплоть до десятков кэВ это выглядит как процесс суббуревой “инъекции” [McIlwain and Whipple, 1986]. Периоды дрейфа этих частиц порядка нескольких часов. На них сильно влияет конвективный перенос, поэтому они не должны возвращаться в область ночного ускорения во время той же суббури. Напротив, наиболее энергичные электроны, с периодами дрейфа порядка минут, могут возвращаться в эту область много раз во время одной и той же суббури и, таким образом, увеличивать там свою энергию несколько раз в последовательных событиях диполяризации, которые могут происходить многократно в ходе одной суббури.

К настоящему времени эти общие соображения можно перевести в более конкретную плоскость. Далее мы коротко рассмотрим ряд имеющихся положений, полученных из современных экспериментальных и теоретических исследований.

Они характеризуют механизм возникновения быстрых локализованных плазменных потоков, их связь с процессами магнитного пересоединения, возникновение “фронтов диполяризации”, а также возбуждение этими потоками сильных МГД-колебаний во внутренней части магнитосферы с диполеобразным магнитным полем; именно электрические поля этих колебаний способны порождать существенное ускорение энергичных электронов.

2. ФИЗИЧЕСКИЕ МЕХАНИЗМЫ

2.1. В плазменном слое геомагнитного хвоста всплески электрического поля, направленного с утра на вечер, ассоциируются с локализованными кратковременными потоками плазмы, хорошо изученными при помощи многоспутниковых экспериментов [Birн et al., 2011; Birн et al., 2017; Gabrielse et al., 2017; Liu et al., 2013, 2014; Lui, 2015; Nakamura et al., 2017; Runov et al., 2011; Sergeev et al., 2009; Wiltberger et al., 2015; Кропоткин, 2019]. Это быстрые потоки плазмы (bursty bulk flows, BBFs), имеющие более широкую локализацию, а также силовые трубки диполяризации (dipolarization flux bundles, DFBS) с более узкой локализацией, как правило, внутри BBF.

2.2. Такие локализованные кратковременные потоки плазмы возникают как результат всплесков магнитного пересоединения в геомагнитном хвосте, которые формируют в плазменном слое предельно тонкие токовые структуры – анизотропные вынужденные кинетические токовые слои (ВКТС) [Домрин и Кропоткин, 2007; Зеленый и др., 2016; Кропоткин, 2014; Кропоткин и Домрин, 2009; Domrin and Kropotkin, 2004; Kropotkin and Domrin, 1996, 2009; Kropotkin et al., 1997; Nakamura et al., 2006; Zhou et al., 2009]. В центральной части такого слоя под действием электрического поля пересоединения происходит перенос плазмы вдоль слоя к Земле со скоростью, близкой к локальной альвеновской, т.е. возникает быстрый локализованный кратковременный поток плазмы.

2.3. С приближением к Земле, у переднего края плазменного слоя, происходит резкое торможение потока – образование “диполяризационного фронта” [Birн et al., 2011; Lui, 2015; Runov et al., 2011; Sergeev et al., 2009]. Оказываясь таким образом за очень короткое время на квазидипольной силовой трубке, в ее приэкваториальной части, частицы плазменного потока отдают здесь свой импульс за это короткое время. Такой быстрый процесс выглядит как “удар” по “струнам” – по квазидипольным силовым трубкам в этой области, происходящий в приэкваториальной их части.

2.4. На квазидипольных силовых линиях существуют специфические моды собственных МГД-колебаний – продольно-резонансные, мелкомасштабные в направлении, поперечном к фоновому магнитному полю, МГД-колебания [Leonovich and Mazur, 1993]. Их возбуждение посредством внешнего воздействия изучено в [Леонович и Мазур, 2016]. Именно такие колебания могут возбуждаться приходом диполяризационного фронта. В первом приближении задача решается как начальная задача с заданием ненулевого начального импульса в приэкваториальной части силовой трубки, вдали от ионосферных ее корней, где должно происходить отражение МГД-волны. А после таких отражений возникает продольно-резонансное колебательное возмущение с конечной амплитудой, определяемой величиной указанного начального импульса.

2.5. Указанные продольно-резонансные МГД-колебания содержат компоненту электрического поля утро–вечер, которая порождает локальное ускорение энергичных электронов внешнего радиационного пояса, привязанное по времени к магнитосферным суббурям. Это и должно приводить к сильным возрастаниям потоков таких электронов.

3. ДЕТАЛИЗАЦИЯ И ОБСУЖДЕНИЕ

3.1. Струйные течения возникают в *кинетическом* описании процессов в геомагнитном хвосте, при генерации ВКТС. Однако в идеальной МГД, с бесконечной проводимостью, они не могут возникать. В МГД-приближении поперечные движения в магнитосфере возможны только на альвеновских, коротких временах, и это МГД-волны, а не конвективные движения как трактуются результаты моделирования в работах [Birн and Hesse, 2014] и др. Для относительно медленных конвективных, струйных течений, не связанных с генерацией ВКТС, важна конечная ионосферная проводимость – от нее зависит интенсивность поперечных токов в магнитосфере, обусловленных инерционным дрейфом ионов при торможении потоков и связанных с ионосферой системой продольных токов. При этом надо иметь в виду, что в численном моделировании эффект проводимости не может быть правильно учтен из-за присутствия искусственной, численной диссипации.

3.2. “Удар” по квазидипольным силовым трубкам, происходящий в приэкваториальной их части, связанный с приходом фронта диполяризации, порождает, как сказано, МГД- возмущение на этих трубках, имеющее волновую природу. Такое возникшее в ближней хвостовой области возмущение, локализованное по углу местного времени, должно развиваться как продольно-резонансные альвеновские колебания в полоидаль-

ной моде [Leonovich and Mazur, 1993; Леонович и Мазур, 2016]. Этот эффект должен быть виден на относительно коротких, альвеновских временах, $\tau \sim S/V_A$, где S – длина силовой трубки, а V_A – среднее значение альвеновской скорости.

Продольный (вдоль магнитного поля) масштаб возмущения намного больше поперечного, что позволяет определенным образом отделить продольную зависимость. Она должна быть решением одномерной задачи Штурма–Лиувилля для стоячих альвеновских колебаний на силовой линии. Силовая линия, находящаяся на некотором экваториальном радиальном расстоянии L резонирует на определенной частоте ω .

Поперечная структура колебательной моды, однако, представляет собой сложную проблему. Радиальную структуру можно рассчитать при условии, что азимутальный масштаб мал (азимутальное волновое число $m \gg 1$). Напомним вкратце соответствующую теорию [Leonovich and Mazur, 1993].

Считая, что поперечные масштабы малы по сравнению с продольными, и выбирая ортогональную систему координат (x^1, x^2, x^3) , где $x^1 = \text{const}$ на каждой магнитной оболочке, $x^2 = \varphi$ – долготный угол, а x^3 отсчитывается от экватора вдоль силовой линии магнитного поля, можно выразить электрическое поле \mathbf{E} возмущения через скалярный потенциал:

$$E_j = -\partial\Phi/\partial x^j, \quad j = 1, 2.$$

Если в качестве x^3 использовать расстояние l , отсчитываемое вдоль силовой линии от экватора, то получим следующее уравнение для Φ :

$$(\nabla_1 \hat{L}_T \nabla_1 + \nabla_2 \hat{L}_P \nabla_2)\Phi = 0, \quad (1)$$

где $\nabla_j = \partial/\partial x^j$, а

$$\begin{aligned} \hat{L}_T &= \hat{L}_T(\omega) = \frac{\partial}{\partial l} p \frac{\partial}{\partial l} + p \frac{\omega^2}{A^2}, \\ \hat{L}_P &= \hat{L}_P(\omega) = \frac{\partial}{\partial l} \frac{1}{p} \frac{\partial}{\partial l} + \frac{1}{p} \frac{\omega^2}{A^2} \end{aligned}$$

с $p = (g_2/g_1)^{1/2}$ зависящим от l вследствие кривизны поля \mathbf{B}_0 ; A обозначает альвеновскую скорость.

Ища решение с малым поперечным масштабом, можно представить азимутальную зависимость в виде $\sim e^{im\varphi}$ с $m \gg 1$, так что $\nabla_2\Phi = im\Phi$, а радиальная зависимость представляется в квазиклассическом виде:

$$\Phi = H(x^1, l, \omega) \exp(iQ + im\varphi)$$

где $Q = \int^{x^1} k_1(s, \omega) ds$; а для H получаем

$$\hat{L}H = 0, \quad (2)$$

где

$$\begin{aligned} \hat{L} &= \hat{L}(x^1, k_1, m, \omega) \equiv k_1^2 \hat{L}_T + k_2^2 \hat{L}_P = \frac{\partial}{\partial l} q \frac{\partial}{\partial l} + q \frac{\omega^2}{A^2}, \\ q &= pk_1^2 + p^{-1}m^2. \end{aligned}$$

Пренебрегая ионосферным поглощением, имеем в качестве граничного условия на ионосферном уровне l_{\pm}

$$H|_{l_{\pm}} = 0. \quad (3)$$

Для заданных x^1 и ω формулы (2) и (3) определяют задачу на собственные значения для величины $\kappa = k_1/m$. Собственным значениям $\kappa_N(x^1, \omega)$ соответствуют собственные функции $H_N(x^1, l, \omega)$, ($N = 1, 2, \dots$), имеющие N полуволн на заданной силовой линии. Фиксируя волновое число m , мы получаем спектр

$$k_{1N,m} = m\kappa_N(x^1, \omega),$$

а соответствующая квазиклассическая фаза Q имеет вид

$$Q = Q_{N,m}(x^1, \omega) = m \int^{x^1} \kappa_N(s, \omega) ds.$$

Таким образом, решение продольной задачи на собственные значения определяет в главном порядке ВКБ приближения зависимость от поперечной координаты x^1 .

Для каждого x^1 имеется два предельных случая, $\kappa = 0$ и $\kappa = \infty$, которые соответствуют чисто полоидальной и чисто тороидальной моде. В первом случае мы имеем задачу на собственные значения в виде

$$\hat{L}_P(\omega)H = 0, \quad H|_{l_{\pm}} = 0 \quad (4)$$

с решениями $\omega = \Omega_N^P(x^1)$; $H = P_N(x^1, l)$, а во втором случае –

$$\hat{L}_T(\omega)H = 0, \quad H|_{l_{\pm}} = 0$$

с решениями $\omega = \Omega_N^T(x^1)$; $H = T_N(x^1, l)$. Разность $\Delta\Omega_N = \Omega_N^T - \Omega_N^P$ есть поляризационное расщепление спектра и определяется кривизной магнитного поля \mathbf{B}_0 . Для моды на данной частоте имеется две особые резонансные поверхности (РП): полоидальная, на оболочке $x^1 = x_{PN}^1(\omega)$, и тороидальная, при $x^1 = x_{TN}^1(\omega)$. Область прозрачности данной моды расположена между этими двумя

точками, x_{PN}^1 and x_{TN}^1 . В работах [Leonovich and Mazur, 1993; Леонович и Мазур, 2016] построено приближенное решение для этой области прозрачности.

Было показано, что для данной частоты ω структура моды представляет собой бегущую, а не стоячую волну. От полоидальной резонансной поверхности (ПРП) она распространяется в сторону более высоких L , где расположена тороидальная резонансная поверхность (ТРП) и где волна полностью поглощается. При этом поляризация возмущения меняется от чисто полоидальной (вектор магнитного поля лежит в меридиональной плоскости) к чисто тороидальной (вектор поля перпендикулярен к этой плоскости). Анализ этого процесса превращения приводит к оценке его характерного времени $\sim m/\omega$ [Леонович и Мазур, 2016, с. 316]. Это время — длительность цуга колебаний на данной магнитной оболочке, имеющих компоненту электрического поля, направленную азимутально, способную ускорять электроны на их дрейфовой орбите. И как видно, число циклов колебаний в цуге оценивается азимутальным волновым числом m .

3.3. Проявлениями этого эффекта могут быть цуги колебаний $Pi2$ (см., например, [Antonova et al., 2000]). В наблюдениях в геомагнитном хвосте эти колебания, по-видимому, также фиксируются, и они воспроизводятся в МГД моделировании, см., например, рис. 6, 7 в работе [Birn et al., 2011], а также комментарии в работе [Gabrielse et al., 2017], с. 5071–5072. В какой степени эти эффекты важны, из МГД-моделирования остается неясным, поскольку в нем всегда имеется искусственное, численное затухание возмущений. С другой стороны, возбуждение $Pi2$ быстрыми потоками плазмы из геомагнитного хвоста при суббуре уже давно описано в литературе, см., например, статьи [Kerke and Kivelson, 1999; Kerke et al., 2001]. Конечно, дальнейшее развитие возмущения во внутренней магнитосфере представляет собой сложный МГД-процесс, который в определенном приближении может трактоваться как линейное взаимодействие разных мод, что делается, например, в работе [Keiling et al., 2001]. В связи с этой заведомой сложностью картины, пока не удастся указать в наблюдениях свидетельства о возбуждении конкретно полоидальных альвеновских колебаний при диполяризации/VBF.

3.4. Для механизма ускорения релятивистских электронов важно оценить, как влияет *колебательная* структура поля E , существующая в указанных продольно-резонансных полоидальных колебаниях (и соответственно, в цуге $Pi2$). По-видимому, существенно, что этот цуг колебаний короткий, быстро затухающий, так что начальный импульс ускорения сильно доминирует. Первая, наибольшая полуволна в этом убывающем цуге

всегда связана с приходом фронта диполяризации из геомагнитного хвоста, так что азимутальное электрическое поле в ней имеет нужное направление для ускорения электронов. “Затухание” на самом деле обусловлено распространением и превращением возбужденных внешним источником мод, которые первоначально имеют полоидальную поляризацию, но затем, как уже сказано, быстро сменяют ее на тороидальную. Источник типа мгновенного импульса (“удар”), обладая очень широким (формально, бесконечным) спектром, возбуждает альвеновские волны сразу на всех магнитных оболочках. При этом на данной магнитной оболочке x^1 возбуждается монохроматическая волна, для которой эта оболочка является полоидальной. Соответственно, частота волны ω равна полоидальной частоте этой оболочки $\Omega_{PN}(x^1)$, а поляризация волны имеет полоидальный характер (магнитное поле колеблется в радиальном направлении — по координате x^1). После этого каждая из монохроматических волн бежит в радиальном направлении, т.е. к своей тороидальной поверхности, и по мере этого распространения поляризация волны постепенно превращается из полоидальной в тороидальную.

3.5. Теоретический анализ проблемы возмущений в околоземной части геомагнитного хвоста, где плазменный параметр бета не мал, имеет уже длительную историю, он отражен во множестве публикаций (в частности, в статье [Мазур и др., 2014], а также и в книге [Леонович и Мазур, 2016], где имеется много ссылок и на более ранние работы). Эти возмущения, которые обобщенно можно рассматривать как баллонные моды, изучаются в их возможной связи с проблемой суббурового срыва равновесия в глобальной магнитосферной системе. В данной работе мы заостряем внимание на том, что современные *наблюдения* указывают на развитие в ходе суббури ряда отдельных, локализованных по местному времени, быстрых плазменных потоков из геомагнитного хвоста. Важнейшим их проявлением оказывается возникновение “*фронтов диполяризации*”. Каждый такой фронт приводит к появлению импульса азимутального электрического поля уже на квазидипольных силовых линиях, где параметр бета достаточно мал. Таким образом, применение теории Леоновича и Мазура для соответствующих силовых трубок оказывается оправданным.

3.6. Задачи, близкие к нашим, решаются в недавней работе [Gabrielse et al., 2017]. С использованием некоторой эмпирической аналитической модели множественных силовых трубок диполяризации (DFB), включенных в быстрые потоки плазмы (VBF), движущиеся к Земле, авторы показывают, как приэкваториальные электроны могут перемещаться на большие расстояния и

ускоряться на сотни кэВ посредством бетатронного ускорения. Параметры модели выбраны на основе наблюдений, выполненных на четырех спутниках THEMIS, что накладывает ограничения на скорость, местоположение потоков и величину магнитных и электрических полей в событиях DFB. Резкие, локализованные пики в “диполяризованном” магнитном поле имеют такие сильные пространственные градиенты ∇B , что энергичные электроны совершают градиентный дрейф по замкнутым траекториям вокруг этих пиков при движении пиков к Земле. Далее используется идея сохранения третьего адиабатического инварианта в условиях, когда поле изменяется на временных масштабах, превышающих электронный дрейфовый период. Энергичный электрон обращается вокруг острого пика магнитного поля по замкнутой траектории, охватывающей площадь с приблизительно постоянным магнитным потоком. По мере того как магнитное поле в силовой трубке увеличивается, площадь, охватываемая дрейфовой траекторией электрона, сжимается, а электрон не уходит в окружающий плазменный слой, при этом продолжая набирать энергию за счет бетатронного ускорения. Когда силовая трубка диполяризации достигает внутренней магнитосферы, где фоновое поле оказывается сильным, электроны быстро получают доступ к ранее не доступным дрейфовым оболочкам, охватывающим Землю. Таким образом, DFB способствуют переносу энергичных электронов на большие расстояния вдоль хвоста магнитосферы и их ускорению, забрасывая их во внутреннюю магнитосферу и увеличивая их энергию на сотни кэВ.

Такой механизм может считаться альтернативным или, возможно, дополнительным к рассмотренному нами. Нужно, однако, иметь в виду, что для его осуществления все равно требуется сформировать быстрые потоки плазмы, приводящие к образованию силовых трубок диполяризации. Мы указываем, что это как раз должно происходить при формировании слоя пересоединения — кинетического тонкого анизотропного токового слоя. Еще один существенный момент состоит в том, что попадая во внутреннюю магнитосферу, с ее квазидипольной геометрией поля, электрон оказывается в зоне действия тех МГД-возмущений, которые свойственны именно этой области. А это — рассмотренные нами выше продольно-резонансные полоидальные моды, так что здесь должно происходить ускорение именно электрическими полями этих мод.

4. ПРОСТЕЙШИЕ ОЦЕНКИ И ВЫВОДЫ

Количественная оценка амплитуд возмущения для электрического поля продольно-резонансных полоидальных мод, приводящего к ускоре-

нию энергичных электронов, пока невозможна: у нас имеется только *линейная теория* эффекта. В спутниковых наблюдениях выделить именно проявления продольно-резонансных полоидальных мод также пока затруднительно. С этим, конечно, связана существенная неопределенность в применении наших результатов к интерпретации наблюдений. Многие исследователи полагают, что суббуревые инжекции поставляют только предварительно ускоренные электроны (seed electrons), которые потом ускоряются до релятивистских энергий на ОНЧ-излучениях (“хорах”). Всегда ли это так, сказать пока нельзя. По-видимому, возможна и та, и другая ситуация: с доускорением на “хорах” и без него — в зависимости от интенсивности и частоты появления суббуревых возмущений в хвосте.

Что касается ускорения электронов до релятивистских энергий, то следует заметить, что в литературе его часто связывают с воздействием пульсаций $Pc5$, имеющих периоды того же порядка, что период дрейфа таких электронов вокруг Земли. Это должно приводить к неадиабатическим изменениям в их потоках, сопровождаемым их ускорением, см., например, [Romanova and Pili-penko, 2008; Lam, 2017]. Однако, в отличие от нашей теории, там не прослеживается связь с конкретными возмущениями, свойственными суббуре.

Для грубой оценки возможных эффектов в потоках частиц мы просто заметим, что типичные значения электрического поля во время диполяризации оцениваются как $E \sim 10$ мВ/м (например, [Lui, 2015]); интервал местного времени для возмущения — как $\Delta\phi \sim 3-5$ h LT, радиальное расстояние — как $R \sim 5-8 R_E$. Период азимутального дрейфа составляет $\tau \sim 22/L\epsilon \sim 1-4$ мин. для электронов с энергией $\epsilon \sim 1-2$ МэВ. Тогда время действия поля E на электрон равно $\Delta t \sim \tau(\Delta\phi/2\pi) \sim 10-40$ с; набор энергии составляет $\Delta\epsilon \sim 200-500$ кэВ; возрастание магнитного поля на электронной дрейфовой орбите есть $\Delta B/B \sim 10-50\%$ (имеем в виду, что $\epsilon/B = \text{const}$). Типичный энергетический спектр при высоких энергиях во внешнем поясе можно представить в экспоненциальной форме $J_e \sim \exp(-\epsilon/\epsilon_0)$ с $\epsilon_0 \sim 0.3$ МэВ. Опираясь на эти оценки, мы получаем возрастание потока при каждом акте ускорения в виде $\Delta J_e \sim 100-300\%$.

Заметим, что используемая оценка времени ускоряющего действия поля E на электрон опирается на допущение, что это время определяется просто длительностью нахождения дрейфующего электрона в азимутальном секторе действия возмущения. Это означает, что такое время должно быть мало по сравнению с периодом возмущения. Если возмущение ассоциировать, как мы делаем

выше, с первой полуволевой затухающей цуга пульсаций $Pi2$ (период их $\tau \sim 10^2$ с), то тогда приведенная оценка 10–40 с имеет смысл. Вообще же неопределенность в наблюдательных данных, по-видимому, пока не позволяет здесь продвинуться дальше.

Таким образом, мы находим подтверждение ранее сделанного предположения [Antonova et al., 1999], что короткие сильные всплески электрического поля, связанные с локальными всплесками “диполяризации”, которые, в свою очередь, являются короткопериодными проявлениями суббуревой активности на ночной стороне, способны сильно ускорять электроны с начальной энергией в диапазоне от ~ 100 кэВ до ~ 1 МэВ. Это однонаправленный процесс, так что ряд последовательных толчков приводит ко все большему набору энергии. Этот процесс имеет регулярный, а не стохастический характер.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Домрин В.И., Кропоткин А.П. Динамика срыва равновесия и трансформации электромагнитной энергии в геомагнитном хвосте: теория и моделирование методом частиц. 3. Варианты формирования тонких токовых слоев // Геомагнетизм и аэрномия. Т. 47. № 5. С. 591–600. 2007.
- Зелёный Л.М., Малова Х.В., Григоренко Е.Е., Попов В.Ю. Тонкие токовые слои: от работ Гинзбурга–Сыроватского до наших дней. // Успехи физических наук. Т. 186. № 11. С. 1153–1188. 2016.
- Кропоткин А.П. Конверсия энергии и магнитное пересоединение в космической плазме: роль нелинейных кинетических процессов и структур // Геомагнетизм и аэрномия. Т. 54. № 4. С. 435–443. 2014.
- Кропоткин А.П. Силовые трубки диполяризации // Геомагнетизм и аэрномия. Т. 59. № 2. С. 175–182. 2019.
- Кропоткин А.П., Домрин В.И. Динамика геомагнитного хвоста: разные типы равновесий и переходы между ними // Геомагнетизм и аэрномия. Т. 49. № 2. С. 180–190. 2009.
- Леонович А.С., Мазур В.А. Линейная теория МГД-колебаний магнитосферы. Физматлит. М. 2016.
- Мазур Н.Г., Федоров Е.Н., Пилипенко В.А. Продольная структура баллонных МГД возмущений в модельной магнитосфере // Космические исследования. Т. 52. № 3. С. 187–193. 2014.
- Antonova A.E., Gubar’ Yu.I., Kropotkin A.P. Towards the model of relativistic electron fluxes: acceleration in the field of strong Alfvénic disturbances // Radiation Measurements. V. 30. P. 515–521. 1999.
- Antonova A.E., Gubar’ Yu.I., Kropotkin A.P. A model of spatio-temporal structure of the substorm electromagnetic disturbance and its consequences // Phys. Chem. Earth. V. 25. Part C. № 1–2. P. 43–46. 2000.
- Baker D.N., Erickson P.J., Fennell J.F., Foster J.C., Jaynes A.N., Verronen P.T. Space weather effects in the Earth’s radiation belts // Space Sci. Rev. V. 214. P. 17. 2018. <https://doi.org/10.1007/s11214-017-0452-7>
- Birn, J., Hesse M. The substorm current wedge: Further insights from MHD simulations // J. Geophys. Res. Space Physics. V. 119. P. 3503–3513. 2014. <https://doi.org/10.1002/2014JA019863>
- Birn J., Nakamura R., Panov E.V., Hesse M. Bursty bulk flows and dipolarization in MHD simulations of magnetotail reconnection // J. Geophys. Res. V. 116. A01210. 2011. <https://doi.org/10.1029/2010JA016083>
- Birn J., Runov A., Zhou X.Z. Ion velocity distributions in dipolarization events: Distributions in the central plasma sheet // J. Geophys. Res. V. 122. P. 8014–8025. 2017.
- Domrin V.I., Kropotkin A.P. Forced current sheet structure, formation and evolution: application to magnetic reconnection in the magnetosphere // Annales Geophys. V. 22. P. 2547–2553. 2004. <https://doi.org/10.5194/angeo-22-2547-2004>
- Gabrielse C., Angelopoulos V., Harris C., Artemyev A., Kepko L., Runov A. Extensive electron transport and energization via multiple, localized dipolarizing flux bundles // J. Geophys. Res. Space Physics. V. 122. P. 5059–5076. 2017. <https://doi.org/10.1002/2017JA023981>
- Keiling A., Wygant J.R., Cattell C. et al. Pi2 pulsations observed with the Polar satellite and ground stations: coupling of trapped and propagating fast mode waves to a midlatitude field line resonance // J. Geophys. Res. V. 106. P. 25891–25904. 2001.
- Kepko E.L., Kivelson M.G. Generation of Pi2 pulsations by bursty bulk flows // J. Geophys. Res. V. 104. P. 25021–25034. 1999. <https://doi.org/10.1029/1999JA900361>
- Kepko E.L., Kivelson M.G., Yumoto K. Flow bursts, braking, and Pi2 pulsations // J. Geophys. Res. V. 106(A2). P. 1903–1915. 2001. <https://doi.org/10.1029/2000JA000158>
- Kropotkin A.P. Dynamics of the geomagnetic tail plasma sheet and the magnetospheric substorm. // Res. Geomagn. Aeron. and Solar Phys., Issue 89. Physics of Substorms. P. 119–133. 1990.
- Kropotkin A.P. Relativistic electron transport processes associated with magnetospheric substorms // Radiation Measurements. V. 26. № 3. P. 343–345. 1996.
- Kropotkin A.P., Domrin V.I. Theory of a thin one-dimensional current sheet in collisionless space plasma // J. Geophys. Res. V. 101. P. 19893–19902. 1996.
- Kropotkin A.P., Domrin V.I. Kinetic thin current sheets: their formation in relation to magnetotail mesoscale turbulent dynamics // Ann. Geophys. V. 27. № 7. P. 1353–1362. 2009.
- Kropotkin A.P., Lui A.T.Y. Quasi-static evolution of the magnetosphere: the substorm growth phase // J. Geophys. Res. V. 100. P. 17231–17238. 1995.
- Kropotkin A.P., Malova H.V., Sitnov M.I. The self-consistent structure of a thin anisotropic current sheet // J. Geophys. Res. V. 102. P. 22099–22106. 1997.
- Leonovich A.S., Mazur V.A. A theory of transverse small-scale standing Alfvén waves in an axially symmetric magnetosphere // Planet. and Space Sci. V. 41. № 9. P. 697–717. 1993.
- Lam H.-L. On the predictive potential of Pc5 ULF waves to forecast relativistic electrons based on their relationships

- over two solar cycles // *Space Weather*. V. 15. P. 163–179. 2017.
<https://doi.org/10.1002/2016SW001492>
- *Liu J., Angelopoulos V., Runov A., Zhou X.-Z.* On the current sheets surrounding dipolarizing flux bundles in the magnetotail: The case for wedgelets // *J. Geophys. Res. Space Physics*. V. 118. P. 2000–2020. 2013.
<https://doi.org/10.1002/jgra.50092>
- *Liu J., Angelopoulos V., Zhou X.-Z., Runov A.* Magnetic flux transport by dipolarizing flux bundles // *J. Geophys. Res. Space Physics*. V. 119. P. 909–926. 2014.
<https://doi.org/10.1002/2013JA019395>
- *Lopez R.E., Lui A.T.Y., Sibeck D.G. et al.* On the relationship between the energetic particle flux morphology and the change in the magnetic field magnitude during substorms // *J. Geophys. Res.* V. 94. P. 17105–17119. 1989.
- *Lui A.T.Y.* Radial profiles of quiet time magnetospheric parameters // *J. Geophys. Res.* V. 97. P. 19325–19332. 1992.
- *Lui A.T.Y.* Dipolarization fronts and magnetic flux transport // *Geosci. Lett.* V. 2. P. 15. 2015.
<https://doi.org/10.1186/s40562-015-0032-1>
- *Mcllwain C.E., Whipple E.C.* The dynamic behaviour of plasmas near geosynchronous orbit // *IEEE Trans. on Plasma Sci.* PS-14. P. 874–890. 1986.
- *Nakamura R., Baumjohann W., Runov A., Asano Y.* Thin current sheets in the magnetotail observed by Cluster // *Space Sci. Rev.* V. 122. № 1–4. P. 29–38. 2006.
- *Nakamura R., Nagai T., Birn J. et al.* Near-Earth plasma sheet boundary dynamics during substorm dipolarization // *Earth, Planets and Space*. V. 69. P. 129–142. 2017.
<https://doi.org/10.1186/s40623-017-0707-2>
- *Romanova N., Pilipenko V.* ULF wave indices to characterize the solar wind – magnetosphere interaction and relativistic electron dynamics // *Acta Geophysica*. V. 57. № 1. P. 158–170. 2008.
<https://doi.org/10.2478/s11600-008-0064-4>
- *Runov A., Angelopoulos V., Zhou X.-Z., Zhang X.J., Li S., Plaschke F., Bonnell J.* A THEMIS multicase study of dipolarization fronts in the magnetotail plasma sheet // *J. Geophys. Res.* V. 116. A05216. 2011.
<https://doi.org/10.1029/2010JA016316>
- *Sergeev V.A., Angelopoulos V., Apatenkov S., Bonnell J., Ergun R., Nakamura R., McFadden J.P., Larson D., Runov A.* Kinetic structure of the sharp injection/dipolarization front in the flow braking region // *Geophys. Res. Lett.* V. 36. L21105. 2009.
<https://doi.org/10.1029/2009GL040658>
- *Wiltberger M., Merkin V., Lyon J.G., Ohtani S.* High-resolution global magnetohydrodynamic simulation of bursty bulk flows // *J. Geophys. Res. Space Physics*. V. 120. P. 4555–4566. 2015.
<https://doi.org/10.1002/2015JA021080>
- *Zhou X.-Z., Angelopoulos V., Runov A., Sitnov M.I., Coroniti F., Pritchett P., Pu Z.Y., Zong Q.-G., McFadden J.P., Larson D., Glassmeier K.-H.* Thin current sheet in the substorm late growth phase: Modeling of THEMIS observations // *J. Geophys. Res.: Space Physics*. V. 114. № A03223. 2009.
<https://doi.org/10.1029/2008JA013777>