

ПИТЧ-УГЛОВАЯ ДИФФУЗИЯ ЭЛЕКТРОНОВ РАДИАЦИОННЫХ ПОЯСОВ И ПОТОКИ ВЫСЫПАЮЩИХСЯ ЧАСТИЦ: ЗАВИСИМОСТЬ ОТ ПАРАМЕТРОВ ОНЧ ВОЛНОВОГО ПОЛЯ

© 2024 г. А. Г. Демехов*

Институт прикладной физики РАН (ИПФ РАН), Нижний Новгород, Россия

**e-mail: andrei@ipfran.ru*

Поступила в редакцию 12.10.2023 г.

После доработки 20.11.2023 г.

Принята к публикации 23.11.2023 г.

Количественно исследована зависимость эффективности питч-угловой диффузии энергичных электронов в магнитосфере Земли от распределения волнового поля свистовых волн вдоль геомагнитной силовой трубки для параметров, отвечающих местоположению КВ нагревных стендов “Сура” и HAARP. Продемонстрировано расширение энергетического диапазона высыпаний с увеличением области геомагнитных широт, занятых волнами. По вычисленному коэффициенту питч-угловой диффузии для заданного спектра волн и их распределения вдоль силовой трубки определено отношение потоков высыпающихся и захваченных частиц на малой высоте. Показано, что при типичной интенсивности волн, соответствующей хоровым ОНЧ-излучениям и плазмосферным шипениям, потоки высыпающихся и захваченных электронов могут быть сопоставимы друг с другом. Вместе с тем, для амплитуды волн, наблюдавшихся как результат действия нагревных стендов, поток высыпающихся электронов пренебрежимо мал.

DOI: 10.31857/S0016794024020126, EDN: DYGMLF

1. ВВЕДЕНИЕ

Высыпания энергичных электронов под действием сигналов мощных ОНЧ-передатчиков — хорошо известный факт [Ковражкин и др., 1983; Abel and Thorne, 1998a; Inan et al., 2003]. Согласно Abel and Thorne [1998a], такие высыпания могут играть заметную роль в общем балансе частиц в радиационных поясах. Более дискуссионным является вопрос о высыпаниях энергичных электронов под действием КВ-стендов для нагрева ионосферы. Такие высыпания обсуждаются в ряде работ, посвященных экспериментам на стенде “Сура” [Фролов и др., 2016]. Наиболее вероятным механизмом высыпаний считается питч-угловая диффузия электронов при их циклотронном взаимодействии с ОНЧ-волнами, порождаемыми в области нагрева и затем достигающими экваториальной области. В качестве основного механизма генерации таких волн рассматривается трансформация нижнегибридной (НГ) турбулентности, возбуждаемой в области нагрева в F -области, в электромагнитные свистовые волны [Vas'kov et al., 1998]. Наблюдения спутника DEMETER над областью нагрева (на высоте около 700 км) подтверждают возможность такой трансформации [Rapoport et

al., 2010; Титова и др., 2015], но подобные наблюдения в магнитосфере автору неизвестны.

Несмотря на наличие сведений о регистрации высыпаний в области нагрева и даже в более широкой области [Фролов и др., 2016], что можно было бы связать с распространением ОНЧ-волн в направлении, перпендикулярном геомагнитному полю [Pasmanik and Demekhov, 2017], вопрос о закономерностях и параметрах искусственных высыпаний энергичных электронов под действием излучения КВ нагревного стенда нельзя считать решенным. В частности, для выяснения этого вопроса требуются наблюдения соответствующей волновой активности в магнитосфере и сопоставление этих данных с измеряемыми потоками высыпающихся и захваченных частиц. Такое сопоставление, в свою очередь, требует расчета эффективности взаимодействия частиц и волн.

Известно, что на эффективность резонансного взаимодействия сильно влияет распределение интенсивности волн вдоль геомагнитной силовой трубки. От этого распределения, в частности, зависит диапазон энергий заряженных частиц, находящихся в резонансе с волнами [Miyoshi et al., 2020; Artemyev et al., 2021]. Другой важный

фактор, который может изменить эффективность взаимодействия — когерентный характер электромагнитных сигналов [Trakhtengerts et al., 2003; Демехов и др., 2006]. Применительно к свистовым волнам, порождаемым в области ВЧ-нагрева путем трансформации из НГ-турбулентности, более важным, скорее всего, является первый фактор. В работах Abel and Thorne [1998a, 1998b] количественно анализировались зависимости коэффициентов питч-угловой диффузии электронов при их взаимодействии со свистовыми волнами различной природы: сигналами ОНЧ-передатчиков, плазмосферными шипениями, свистящими атмосфериками от молниевых разрядов. При этом распределение параметров волн в геомагнитной силовой трубке задавалось однородным.

В данной работе представлены результаты расчетов коэффициентов питч-угловой диффузии энергичных электронов при взаимодействии со свистовыми волнами для условий, соответствующих геомагнитным силовым трубкам станций “Сура” и HAARP. С использованием известных формул для коэффициентов питч-угловой диффузии исследуется зависимость эффективности взаимодействия от распределения волновой энергии вдоль геомагнитной силовой трубки и от частоты волн и концентрации плазмы. На этой основе оцениваются возможные потоки энергичных электронов в конус потерь.

2. ИСХОДНЫЕ УРАВНЕНИЯ

2.1. Кинетическое уравнение и коэффициент питч-угловой диффузии

Кинетическое уравнение квазилинейной теории с учетом только питч-угловой диффузии имеет вид (Lyons, 1974; Steinacker and Miller, 1992; Беспалов и Трахтенгерц, 1986; Трахтенгерц и Райкрофт, 2011):

$$\frac{\partial f}{\partial t} + v_{\parallel} \frac{\partial f}{\partial s} = \frac{1}{\sin \alpha} \frac{\partial}{\partial \alpha} \sin \alpha D_{\alpha\alpha} \frac{\partial F}{\partial \alpha}. \quad (1)$$

Здесь $f = f(t, \alpha, p)$ — функция распределения частиц; t — время, s — координата вдоль силовой трубки; v — скорость частицы, индекс \parallel обозначает продольную компоненту вдоль геомагнитного поля; α — питч-угол; p — импульс; $D_{\alpha\alpha}$ — коэффициент квазилинейной диффузии.

Усреднение этого уравнения по осцилляциям заряженных частиц и волновых пакетов вдоль геомагнитной силовой трубки приводит к уравнению

$$\frac{\partial F}{\partial t} = \frac{1}{T_b} \frac{\partial}{\partial \mu} \mu \bar{D}_{\mu\mu} \frac{\partial F}{\partial \mu} - \delta F, \quad (2)$$

где $F = F(t, \mu, p) = T_b^{-1} \int f(v_{\parallel}) ds$ — усредненная функция распределения частиц ($T_b = \int v_{\parallel}^{-1} ds$ — пе-

риод баунс-осцилляций частиц в силовой трубке, интеграл берется по траектории баунс-осцилляции частицы); $\mu = \sin^2 \alpha_L = b^{-1}(s) \sin^2 \alpha$ — первый адиабатический инвариант (индекс “L” обозначает величины в экваториальной плоскости, т.е. в области минимума геомагнитного поля; $b(s) = B(s) / B_L$ — нормированное значение геомагнитного поля B), $\delta = 2 / T_b$ при $\mu < \mu_c$, $\delta = 0$ при $\mu > \mu_c$ (μ_c — координата конуса потерь); $D_{\mu\mu}$ — усредненный коэффициент питч-угловой диффузии, связанный с локальным коэффициентом $D_{\alpha\alpha}$ соотношением

$$D_{\mu\mu} = \frac{4}{v} \cdot D_{\alpha\alpha} b^{-1}(s) \cos \alpha ds. \quad (3)$$

Анализ свойств коэффициента питч-угловой диффузии при заданном частотном спектре волн и их распределении вдоль силовой трубки является одной из задач данной работы.

Исходные выражения для коэффициента питч-угловой диффузии в разных формах приведены как в оригинальных работах [Андронов и Трахтенгерц, 1964; Kennel and Engelmann, 1966; Lyons, 1974; Steinacker and Miller, 1992], так и в книгах [Беспалов и Трахтенгерц, 1986; Трахтенгерц и Райкрофт, 2011]. Далее рассматриваем взаимодействие электронов со свистовыми волнами, распространяющимися вдоль магнитного поля. Согласно статистике по данным спутника Cluster [Santolik et al., 2014], такие волны естественной природы преобладают на геомагнитных широтах (расстояниях от геомагнитного экватора) до примерно 35—40 градусов. В этом случае локальный коэффициент питч-угловой диффузии можно записать в виде

$$D_{\alpha\alpha} = \frac{\pi q^2}{m^2 c^2 \gamma^2} \frac{\omega^2}{k^2 v^2 \cos^2 \alpha} \left(\frac{\omega_B}{\gamma \omega} - \sin^2 \alpha \right)^2 \left| \frac{B_k^2}{v_g - v_{\parallel}} \right|_{\Delta=0}, \quad (4)$$

где $\Delta = \omega - \omega_B / \gamma - k_{\parallel} v_{\parallel}$ — расстройка относительно циклотронного резонанса; $\omega_B = |q| B / (mc)$ — нерелятивистская гирочастота; $\gamma = [1 + p^2 / (mc)^2]^{1/2}$ — релятивистский фактор; q и m — заряд и масса частицы соответственно; k и v_g — волновое число и групповая скорость волн соответственно; $|B_k^2|$ — спектральная плотность энергии колебаний магнитного поля (на единичный интервал волновых чисел).

2.2. Поток высыпавшихся и захваченных частиц

Напомним важные особенности стационарного или квазистационарного состояния в магнитосферном циклотронном мазере [Беспалов и Трахтенгерц, 1986]. Когда левую часть (2) можно приравнять к нулю, поток частиц в конус потерь

уравновешивается высыпаниями в ионосферу. Уравнение (2) адекватно описывает процессы внутри конуса потерь, поскольку здесь не следует ждать поступления частиц в силовую трубку за счет дрейфа или радиальной диффузии. С учетом также того факта, что в этой области коэффициент питч-угловой диффузии $D_{\mu\mu}$ можно считать не зависящим от μ : $D_{\mu\mu} (\mu < \mu_c) \approx D$, функция распределения в конусе потерь описывается универсальным законом:

$$F(\mu < \mu_c) = CI_0 (2\sqrt{2\mu/D}), \quad (5)$$

где I_0 — модифицированная функция Бесселя нулевого порядка. Степень заполненности конуса потерь характеризуется параметром

$$Z = \sqrt{D/(8\mu_c)}. \quad (6)$$

При $Z \ll 1$ реализуется режим слабой диффузии с практически пустым конусом потерь, а при $Z \gtrsim 1$ конус потерь почти заполнен.

Функция распределения вне конуса потерь зависит от вида источника заряженных частиц. Если пренебречь источником частиц и в относительно небольшой области вне локального конуса потерь, то решение (5) можно распространить и на эту область. Нас интересуют питч-углы, соответствующие развороту заряженных частиц на высотах низкоорбитальных спутников, измеряющих эти частицы (NOAA/POES, MetOp, Meteor): $h \approx 800$ км. Используя формулы для дипольного магнитного поля, нетрудно убедиться, что экваториальный питч-угол таких частиц отличается от границы конуса потерь примерно на 20% для L от 2.5 до 6.

Воспользуемся решением (5) для оценки потоков частиц в горизонтальном и вертикальном детекторах низкоорбитального спутника. Угловую полуширину конуса приема обоих детекторов зададим величиной $\alpha_0 = 15^\circ$, соответствующей прибору МЕРЕД на спутниках NOAA/POES. Считая, что вертикальный детектор направлен вдоль магнитного поля и измеряет поток S_{\parallel} , а горизонтальный — перпендикулярно ему и измеряет поток S_{\perp} , дифференциальные (по скоростям) потоки частиц через апертуру детектора нетрудно вычислить по формулам

$$\begin{aligned} S_{\parallel} &= \pi v b_h \int_0^{\mu_0} F(\mu) \cos^{-1} \alpha d\mu, \\ S_{\perp} &= v \int_0^{2\pi} \int_0^{\alpha_0} F(\mu) \sin \alpha_x d\alpha_x d\phi_x, \end{aligned} \quad (7)$$

где b_h — нормированное магнитное поле (пробочное отношение геомагнитной ловушки) на

высоте h , $\mu_0 = b_h^{-1} \sin^2 \alpha_0$, $\cos \alpha = (1 - \mu b_h)^{1/2}$; α_x и ϕ_x — полярный и азимутальный углы в системе координат горизонтального детектора. Нормировка величин S_{\parallel} и S_{\perp} не играет роли для дальнейшего изложения, поскольку будем интегрировать лишь их отношением.

3. ПАРАМЕТРЫ И РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ

3.1. Параметры спектра волн

Для выбора базовых параметров будем ориентироваться на местоположения нагревных стендов “Сура” и HAARP: $L = 2.6$ и $L = 5$ соответственно. Для концентрации холодной плазмы N_{cL} в экваториальной плоскости в силовой трубке стенда “Сура” выберем “плазмосферное” значение согласно эмпирической модели Sheeley et al. [2001]: $N_{cL} = 2774 \text{ см}^{-3}$. Для силовой трубки стенда HAARP “плазмосферная” величина равна $N_{cL} = 118 \text{ см}^{-3}$, что может реализоваться при низкой магнитной активности. В случае $Kp > 1$ эмпирическое положение плазмопаузы оказывается ближе к Земле [Moldwin et al., 2002], и тогда для $L = 5$ нужно брать меньшую плотность. Распределение концентрации плазмы вдоль магнитного поля будем считать гиротропным: $N_c \propto B$.

Спектральную плотность энергии магнитного поля свистовых волн зададим гауссовой функцией с центром на частоте f_0 и относительной шириной $\Delta f / f_0 = 0.1$. Для центральной частоты в расчетах для стенда “Сура” выберем несколько характерных значений: $f_0 = 18$ кГц, что является характерным значением для частот мощных ОНЧ-передатчиков и соответствует, в частности, наблюдениям волн над стендом “Сура” [Raport et al., 2010]; $f_0 = 8$ кГц, что отвечает частоте нижнегибридного резонанса в ионосфере и возбуждению волн в области нагрева с последующей трансформацией в электромагнитные; $f_0 = 1.8$ кГц, что близко к частоте первого поперечного резонанса волновода “Земля — ионосфера” и нередко используется в экспериментах по модулированному ВЧ-нагреву для возбуждения ОНЧ-колебаний за счет эффекта Гетманцева. Для корректного вычисления параметров свистовых волн область частот ограничим снизу величиной нижнегибридной частоты на экваторе.

Для расчетов применительно к L -оболочке стенда HAARP частоты 8 и 18 кГц выбирать нецелесообразно, поскольку они находятся выше экваториальной гирочастоты электронов. Поэтому выберем частоту $f_0 = 1$ кГц, характерную для хоровых и шумовых ОНЧ-излучений на этой L , и частоту $f_0 = 3$ кГц, примерно отвечающую 0.4 от экваториальной гирочастоты электронов.

Для величины спектральной плотности энергии выберем фиксированную и достаточно большую

величину $W_0 = 10^{-4}$ нТл²/Гц, соответствующую типичной плотности энергии хоровых излучений во время геомагнитных возмущений (см., например, доступные данные прибора EMFISIS спутников Van Allen Probes (<https://emfisis.physics.uiowa.edu/Flight/>)). Коэффициент питч-угловой диффузии прямо пропорционален этому параметру, поэтому количественные результаты легко масштабируются для любых нужных значений.

3.2. Коэффициент и параметр питч-угловой диффузии, потоки высыпавшихся частиц

На рис. 1а, 1б, 1в показаны результаты расчетов коэффициента питч-угловой диффузии D_{pitch} , параметра питч-угловой диффузии Z и отношения потоков в вертикальном и горизонтальном детекторах $S_{\parallel} / S_{\perp}$ согласно формулам (3), (6) и (7) соответственно для геомагнитной трубки $L = 2.6$, соответствующей стенду “Сура”, при концентрации плазмы в экваториальной плоскости $N_{CL} = 2774$ см⁻³. Сплошными линиями показаны графики для постоянной спектральной плотности энергии волн в силовой трубке, штриховыми — для гауссова распределения с центром на экваторе и полушириной 20°.

Обращает на себя внимание, что при выбранной плотности плазмы энергетический диапазон резонансного взаимодействия ограничен сверху энергией 300 кэВ. Можно также отметить, что при повышении частоты от 1.8 кГц до 8 кГц верхняя граница этого диапазона несколько повышается; это невозможно было бы объяснить при локальном взаимодействии в экваториальной плоскости, поскольку резонансная энергия в заданной точке понижается с ростом частоты. Но для частоты 1.8 кГц области на малых высотах не вносят вклада во взаимодействие в рассматриваемом приближении, поскольку здесь эта частота ниже нижнегибридной частоты. Для частоты 8 кГц приближение чисто электронной дисперсии свистовых волн сохраняется до самых малых высот, которые и определяют наличие слабого, но конечного взаимодействия для частиц на верхней границе диапазона энергий.

Со сказанным выше согласуется и тот факт, что для самой низкой из выбранных частот (1.8 кГц) сужение области взаимодействия по широте за счет конечной широтной области существования волн оказывает относительно небольшое влияние как на величину потока частиц в конусе потерь, так и на максимальную энергию взаимодействия. Действительно, область малых высот в любом случае исключена из взаимодействия для такой низкой частоты. Вклад области малых высот увеличивается с ростом частоты и соответственно растет разница между результатами расчета для равномерного заполнения геомагнитной трубки свистовыми волнами и для распределения энергии волн,

прижатого к экватору. Для частоты $f_0 = 18$ кГц максимальная энергия частиц, при которой отношение $S_{\parallel} / S_{\perp} > 10^{-4}$, составляет ~ 150 и 35 кэВ для указанных выше случаев.

Оценивая эффективность взаимодействия для высыпания энергичных электронов, надо вспомнить, что заданная для расчетов интенсивность волн соответствует достаточно (хотя и не экстремально) сильным хоровым излучениям. При ширине полосы в 1 кГц она отвечает амплитуде волны около 0.3 нТл. Характерные значения амплитуды ОНЧ-сигнала, регистрируемые на Земле при модулированном КВ-нагреве, составляют до 1 пТл [Stubbe, 1996]. Наблюдения на спутнике DEMETER над стендом “Сура” во время сеансов нагрева показали наличие как электрической, так и магнитной компонент возмущения в уширенном сигнале ОНЧ-передатчика, причем интенсивность магнитной компоненты достигала 10^{-7} нТл²/Гц в полосе 100—200 Гц [Rapoport et al., 2010]. Это соответствует амплитудам ~ 2—4 пТл. В квазилинейном режиме эффективный параметр диффузии Z пропорционален амплитуде волны, т. е. он будет на 2 порядка меньше по сравнению с результатами приведенных здесь расчетов. Для оценки отношения потоков частиц в трубке стенда “Сура” по результатам, приведенным на рис. 1, учтем, что максимальное значение Z для частоты 18 кГц составило от ~2 до 0.5 для энергий от ~1.5 кэВ до ~10 кэВ. Аналогичные величины Z получаются и при концентрации электронов $N_{CL} = 1000$ см⁻³ (результаты расчетов не показаны для краткости), но диапазон энергий сдвигается вверх, до ~5—50 кэВ. Соответственно для амплитуд магнитного поля, соответствующих наблюдениям DEMETER, $Z \sim 10^{-2}$.

Для оценки отношения потоков частиц в горизонтальном и вертикальном детекторах построим зависимость отношения $S_{\parallel} / S_{\perp}$ от параметра Z , которая, как ясно из формул (5)—(7), имеет универсальный характер, определяемый видом решения (5), и может зависеть только от углового размера поля детектора. Эта зависимость показана на рис. 2. Из нее следует, что отношение $S_{\parallel} / S_{\perp}$ опускается ниже 10^{-6} , если параметр $Z < 0.065$.

В случае стенда “Сура” получаем, что наблюдение “искусственных” высыпаний в вертикальном детекторе частиц на низкоорбитальном спутнике крайне затруднительно, поскольку при тех амплитудах волн, которые известны из наблюдений на малых высотах, следует практически нулевое отношение $S_{\parallel} / S_{\perp}$. Разумеется, этот вывод не учитывает возможного усиления волн при их распространении в экваториальной области. Такое усиление вполне реально в области генерации естественных ОНЧ-сигналов, которая в принципе

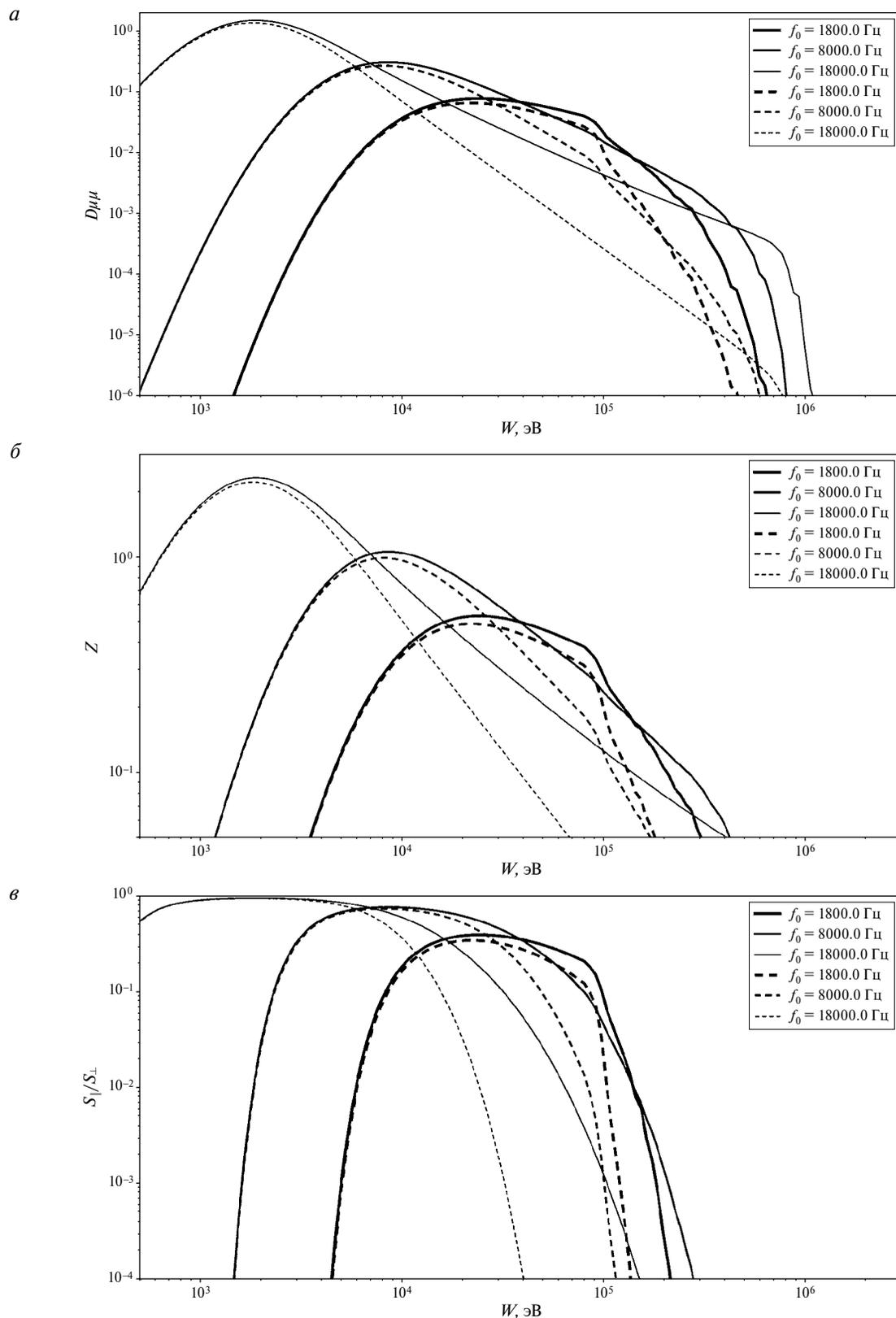


Рис. 1. Результаты расчетов коэффициентаpitch-угловой диффузии: (а) — усредненный коэффициент; (б) — параметр сильной диффузии; (в) — отношение потоков в горизонтальном и вертикальном детекторах для $L = 2.6$ и $N_{cL} = 2774 \text{ см}^{-3}$. Значения центральной частоты спектра волн указаны в надписи на графиках. Сплошные линии показывают результаты для однородного распределения плотности энергии волн в геомагнитной силовой трубке, пунктирные — для гауссова распределения с полушириной 20° .

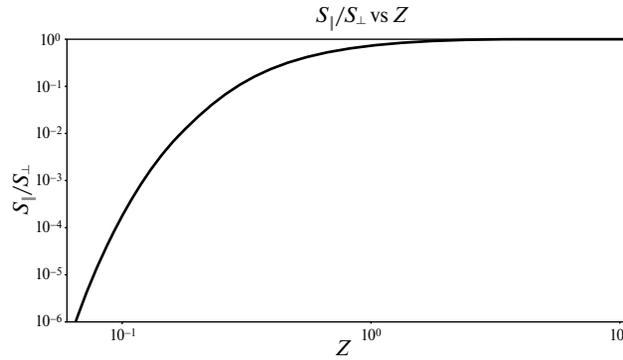


Рис. 2. Зависимость отношения потоков частиц в горизонтальном и вертикальном детекторах частиц от параметра диффузии Z согласно решению (5) при угловой полуширине конуса приема $\alpha_0=15^\circ$, соответствующей прибору MERED на спутниках NOAA/POES.

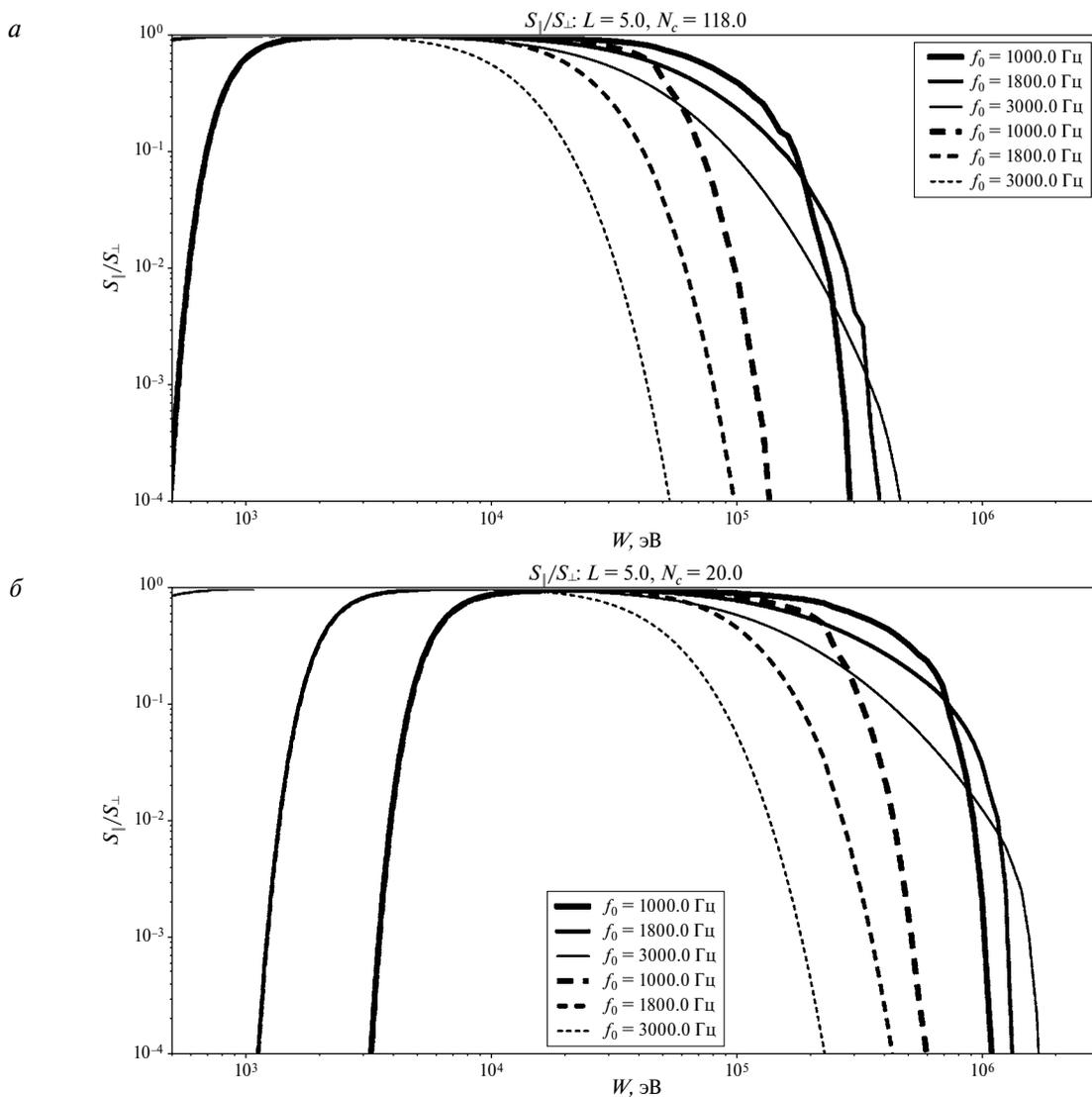


Рис. 3. Отношение потоков в горизонтальном и вертикальном детекторах для $L = 5$: (а) — $N_{cL} = 118 \text{ см}^{-3}$; (б) — $N_{cL} = 20 \text{ см}^{-3}$. Значения центральной частоты спектра волн указаны в надписи на графиках. Сплошные линии показывают результаты для однородного распределения плотности энергии волн в геомагнитной силовой трубке, пунктирные — для гауссова распределения с полушириной 20° .

может достигать L -оболочки стенда “Сура” при очень высокой геомагнитной активности.

Результаты расчетов для стенда HAARP показаны на рис. 3.

Здесь приведены только графики отношения $S_{\parallel} / S_{\perp}$ для двух значений концентрации плазмы N_{cL} — “плазмосферной” величины $N_{cL} = 118 \text{ см}^{-3}$ и более низкой концентрации $N_{cL} = 20 \text{ см}^{-3}$, соответствующей умеренной и сильной магнитной активности. Результаты отличаются в основном диапазоном энергий, соответствующих эффективному резонансному взаимодействию в этих двух случаях: при $N_{cL} = 118 \text{ см}^{-3}$ верхняя граница диапазона находится на 300—500 кэВ, а при $N_{cL} = 20 \text{ см}^{-3}$ — 1—2 МэВ. Можно отметить, что для $L = 5$ разница между равномерным и прижатым к экватору распределением интенсивности ОНЧ-волн вдоль геомагнитной силовой трубки более заметна, чем для $L = 2.6$: для частоты $f_0 = 3 \text{ кГц}$ максимальная энергия, соответствующая $S_{\parallel} / S_{\perp} > 10^{-4}$, уменьшается почти на порядок (от $\sim 1.8 \text{ МэВ}$ до $\sim 200 \text{ кэВ}$). Это объясняется большей величиной перепада магнитного поля от экватора до подножия силовой трубки и соответственно большей разницей резонансных энергий между этими точками.

Сравнивая результаты для $L = 2.6$ и $L = 5$, можно также заметить, что во втором случае заметно шире диапазон энергий, в котором при заданной интенсивности волн потоки высыпавшихся частиц близки к потокам захваченных. Очевидно, это объясняется меньшим размером конуса потерь.

Что касается интенсивности ОНЧ-волн на $L = 5$, то, как сказано выше, выбранная спектральная плотность энергии отвечает типичным волнам естественной природы для этих широт. Говоря о возможности искусственного стимулирования высыпаний с помощью КВ нагревного стенда, можно обратиться к результатам наблюдений на спутнике DEMETER во время пролетов над стендом HAARP [Титова и др., 2015; Parrot et al., 2022]. Максимальная спектральная интенсивность колебаний электрического поля, зарегистрированная в этих пролетах, была того же порядка, что и при пролетах над стендом “Сура”: $\sim 10^2 \text{ мкВ}^2/\text{м}^2/\text{Гц}$. Отсюда можно сделать вывод о сравнимых амплитудах магнитного поля (этих данных нет в публикациях о наблюдениях над стендом HAARP). Однако важной особенностью наблюдений над HAARP является наличие триггерных излучений, сопровождающих импульсы ОНЧ-сигналов от модулированного нагрева [Parrot et al., 2022]. Это указывает на включение нелинейных эффектов в экваториальной плоскости и, следовательно, на возможность значительного усиления волн в этой области. В таком

случае использование консервативных оценок, основанных на квазилинейной теории и на результатах измерений волн на малых высотах, для потоков высыпавшихся электронов, вряд ли можно считать обоснованным.

4. ВЫВОДЫ

Приведенные в работе результаты расчетов, основанных на известных выражениях для коэффициента квазилинейной диффузии энергичных электронов при их взаимодействии с продольно распространяющимися свистовыми волнами, позволили количественно оценить зависимость эффективности питч-угловой диффузии энергичных электронов в магнитосфере Земли от распределения волнового поля свистовых волн вдоль геомагнитной силовой трубки для параметров, отвечающих местоположению КВ нагревных стендов “Сура” и HAARP. С увеличением области геомагнитных широт, занятых волнами, энергетический диапазон высыпаний расширяется в сторону более высоких энергий. Это расширение более заметно для более высокой L -оболочки. По вычисленному коэффициенту питч-угловой диффузии для заданного спектра волн и их распределения вдоль силовой трубки определено отношение потоков высыпавшихся и захваченных частиц на высоте полета низкоорбитальных спутников, измеряющих потоки энергичных частиц. Показано, что при типичной интенсивности волн, соответствующей хоровым ОНЧ-излучениям и плазмосферным шипениям, потоки высыпавшихся и захваченных электронов могут быть сопоставимы друг с другом в геомагнитных трубках, сопряженных со стендами как “Сура”, так и HAARP. Вместе с тем для амплитуды ОНЧ-волн, наблюдавшихся ранее как результат действия нагревных стендов, поток высыпавшихся электронов пренебрежимо мал. В этом случае детектируемые высыпания энергичных электронов возможны лишь в случае заметного усиления волн при их распространении в магнитосфере.

БЛАГОДАРНОСТИ

Автор благодарен М.Е. Гушину за стимулирующие обсуждения.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда, грант № 21-12-00385.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Андронов А.А., Трахтенгерц В.Ю. Кинетическая неустойчивость внешнего радиационного пояса Земли // Геомагнетизм и аэрономия. 1964. Т. 4. № 2. С. 233—242.
- Беспалов П.А., Трахтенгерц В.Ю. Альфвеновские мазеры. Горький: ИПФ АН СССР, 1986. 190 с.
- Демехов А.Г., Трахтенгерц В.Ю., Райкрофт М., Нанн Д. Ускорение электронов в магнитосфере свистовыми волнами переменной частоты // Геомагнетизм и аэрономия. 2006. Т. 46. № 6. С. 751—756.
- Ковражкин Р.А., Могилевский М.М., Боске Ж.М. и др. Обнаружение высыпаний частиц из пояса кольцевого тока, стимулированных мощным наземным ОНЧ излучателем // Письма в ЖЭТФ. 1983. Т. 38. № 7. С. 332—333.
- Титова Е.Е., Демехов А.Г., Мочалов А.А., Гвоздевский Б.Б., Могилевский М.М., Парро М. КНЧ/ОНЧ возмущения над передатчиком HAARP, регистрируемые в верхней ионосфере на спутнике DEMETER // Изв. вузов. Радиофизика. 2015. Т. 58. № 3. С. 167—186.
- Трахтенгерц В.Ю., Райкрофт М. Дж. Свистовые и альфвеновские ионно-циклотронные мазеры в космосе. М.: Физматлит, 2011. 344 с.
- Фролов В.Л., Рапопорт В.О., Шорохова Е.А., Белов А.С., Парро М., Рош Ж.-Л. Характеристики электромагнитных и плазменных возмущений, индуцируемых на высотах внешней ионосферы Земли при модификации F2-области мощным КВ радиоизлучением стенда СУРА // Изв. вузов. Радиофизика. 2016. Т. 59. № 3. С. 198—222.
- Abel B., Thorne R.M. Electron scattering and loss in Earth's inner magnetosphere: 1. Dominant physical processes // J. Geophys. Res. 1998. V. 103. № 2. P. 2385—2396.
- Abel B., Thorne R.M. Electron scattering and loss in Earth's inner magnetosphere: 2. Sensitivity to model parameters // J. Geophys. Res. 1998. V. 103. № 2. P. 2397—2407.
- Artemyev A.V., Demekhov A.G., Zhang X.-J., et al. Role of ducting in relativistic electron loss by whistler-mode wave scattering // J. Geophys. Res. Space Phys. 2021. V. 126. № 11. Art. № e2021JA029851. <https://doi.org/10.1029/2021JA029851>
- Inan U.S., Bell T.F., Bortnik J., Albert J.M. Controlled precipitation of radiation belt electrons // J. Geophys. Res. 2003. V. 108. № A5. 1186. <https://doi.org/10.1029/2002JA009580>
- Kennel C.F., Engelmann F. Velocity Space Diffusion from weak plasma turbulence in a magnetic field // Phys. Fluids. 1966. V. 9. № 12. P. 2377—2388. <https://doi.org/10.1063/1.1761629>
- Lyons L.R. Pitch angle and energy diffusion coefficients from resonant interactions with ion-cyclotron and whistler waves // J. Plasma Phys. 1974. V. 12. Part 3. P. 417—432.
- Miyoshi Y., Saito S., Kurita S., et al. Relativistic electron microbursts as high-energy tail of pulsating aurora electrons // Geophys. Res. Lett. 2020. V. 47. № 21. Art. № e90360. <https://doi.org/10.1029/2020GL090360>
- Moldwin M.B., Downward L., Rassoul H.K., Amin R., Anderson R.R. A new model of the location of the plasma-pause: CRRES results // J. Geophys. Res. 2002. V. 107. № A11. Art. № 1339. <https://doi.org/10.1029/2001JA009211>
- Mourenas D., Artemyev A.V., Ripoll J.-F., Agapitov O.V., Krasnoselskikh V.V. Timescales for electron quasi-linear diffusion by parallel and oblique lower-band chorus waves // J. Geophys. Res. 2012. V. 117. № A6. Art. № A06234. <https://doi.org/10.1029/2012JA017717>
- Pasmanik D.L., Demekhov A.G. Peculiarities of VLF wave propagation in the Earth's magnetosphere in the presence of artificial large-scale inhomogeneity // J. Geophys. Res. Space Phys. 2017. V. 122. № 7. <https://doi.org/10.1002/2017JA024118>
- Parrot M., Němec F., Cohen M.B., Gołkowski M. On the use of ELF/VLF emissions triggered by HAARP to simulate PLHR and to study associated MLR events // Earth, Planets and Space. 2022. V. 74. № 1. Art. № 4. <https://doi.org/10.1186/s40623-021-01551-9>
- Rapoport V.O., Frolov V.L., Polyakov S.V., Komrakov G.P., Ryzhov N.A., Markov G.A., Belov A.S., Parrot M., Rauch J.-L. VLF electromagnetic field structures in ionosphere disturbed by Sura RF heating facility // J. Geophys. Res. 2010. V. 115. № 10. Art. № A10322. <https://doi.org/10.1029/2010JA015484>
- Sauvaud J.-A., Maggiolo R., Jacquy C., Parrot M., Berthelier J.-J., Gamble R.J., Rodger C.J. Radiation belt electron precipitation due to VLF transmitters: Satellite observations // Geophys. Res. Lett. 2008. V. 35. № 9. Art. № L09101. <https://doi.org/10.1029/2008GL033194>
- Santolík O., Macušová E., Kolmašová I., Cornilleau-Wehrlin N., de Conchy Y. Propagation of lower-band whistler-mode waves in the outer Van Allen belt: Systematic analysis of 11 years of multi-component data from the Cluster spacecraft // Geophys. Res. Lett. 2014. V. 41. № 8. P. 2729—2737. <https://doi.org/10.1002/2014GL059815>
- Sheeley B.W., Moldwin M.B., Rassoul H.K., Anderson R.R. An empirical plasmasphere and trough density model: CRRES observations // J. Geophys. Res. 2001. V. 106. № 11. P. 25631—25641. <https://doi.org/10.1029/2000JA000286>
- Steinacker J., Miller J.A. Stochastic gyroresonant electron acceleration in a low-beta plasma. I. Interaction with parallel transverse cold plasma waves // Astrophys. J. 1992. V. 393. P. 764—781.

- Stubbe P.* Review of ionospheric modification experiments at Tromsø // *J. Atmos. Terr. Phys.* 1996. V. 58. № 1—4. P. 349—368.
[https://doi.org/10.1016/0021-9169\(95\)00041](https://doi.org/10.1016/0021-9169(95)00041)
- Trakhtengerts V.Y., Rycroft M.J., Nunn D., Demekhov A.G.* Cyclotron acceleration of radiation belt electrons by whistlers // *J. Geophys. Res.* 2003. V. 108. № A3. Art. № 1138.
<https://doi.org/10.1029/2002JA009559>
- Vas'kov V.V., Bud'ko N.I., Kapustina O.V., Mikhailov Y.M., Ryabova N.A., Gdalevich G.L., Komrakov G.P., Maresov A.N.* Detection on the INTERCOSMOS-24 satellite of VLF and ELF waves stimulated in the topside ionosphere by the heating facility SURA // *J. Atmos. Sol.-Terr. Phys.* 1998. V. 60. № 12. P. 1261—1274.
[https://doi.org/10.1016/S1364-6826\(98\)00054-6](https://doi.org/10.1016/S1364-6826(98)00054-6)

Pitch-Angle Diffusion of Radiation Belt Electrons and Precipitating Particle Fluxes: Dependence on VLF Wavefield Parameters

A. G. Demekhov*

A.V. Gaponov-Grekhov Institute of Applied Physics, Russian Academy of Sciences, Nizhny Novgorod, Russia
 *e-mail: andrei@ipfran.ru

The dependence of the pitch-angle diffusion efficiency of energetic electrons in the Earth's magnetosphere on the distribution of the whistler wave field along the geomagnetic flux tube is quantitatively studied for parameters corresponding to the location of the Sura and HAARP HF heating facilities. The expansion of the precipitation energy range with the increase of the region of geomagnetic latitudes occupied by the waves is shown. Using the calculated pitch-angle diffusion coefficient for a given spectrum of waves and their distribution along the flux tube, the ratio of the fluxes of precipitating and trapped particles at low altitude is determined. It is shown that at typical wave intensities corresponding to chorus VLF waves and plasmaspheric hiss, the fluxes of precipitating and trapped electrons can be comparable to each other. At the same time, for the wave amplitudes observed as a result of the action of heating facilities, the flux of precipitating electrons is negligible.