

УДК 537.86/87

## ИНКРЕМЕНТЫ СВИСТОВЫХ ВОЛН В МАГНИТОСФЕРЕ ПО ИЗМЕРЕНИЯМ ПОТОКОВ ЭНЕРГИЧНЫХ ЭЛЕКТРОНОВ НА СПУТНИКЕ VAN ALLEN PROBE A

© 2020 г. Д. Р. Шкляр<sup>1,2, \*</sup>, Е. Е. Титова<sup>1,3, \*\*</sup>, Ю. Маннинен<sup>4, \*\*\*</sup>, Т. В. Романцова<sup>1, \*\*\*\*</sup>

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

<sup>2</sup>Национальный исследовательский университет “Высшая школа экономики”, г. Москва, Россия

<sup>3</sup>Полярный геофизический институт, г. Апатиты (Мурманская обл.), Россия

<sup>4</sup>Геофизическая обсерватория Соданкюля, г. Сандакюля, Финляндия

\*e-mail: david@iki.rssi.ru

\*\*e-mail: lena.titova@gmail.com

\*\*\*e-mail: Jyrki.Manninen@sgo.fi

\*\*\*\*e-mail: romantsova@romance.iki.rssi.ru

Поступила в редакцию 05.04.2019 г.

После доработки 17.05.2019 г.

Принята к публикации 26.09.2019 г.

Измерения дифференциальных потоков энергичных электронов в экваториальной области магнитосферы в диапазоне энергий от единиц кэВ до сотен кэВ, проводимые на спутниках Van Allen Probes, позволяют получить функцию распределения электронов, резонансно взаимодействующих со свистовыми волнами в ОНЧ-диапазоне, и вычислить соответствующие локальные коэффициенты усиления (инкременты) волн. В работе представлены результаты восстановления функции распределения энергичных электронов, а также прямого вычисления инкрементов волн без каких-либо модельных предположений о виде функции распределения. Мы используем данные спутника Van Allen Probe A по потокам электронов в диапазоне энергий от 33 до 143 кэВ и рассчитываем зависимость инкремента от частоты вдоль траектории спутника. Проведено сопоставление рассчитанных значений инкремента с пространственными и временными вариациями ОНЧ-излучений, зарегистрированных на спутнике. Важной особенностью рассчитанных инкрементов является их существенное изменение за время между последовательными измерениями потоков, то есть на временах порядка 11 с.

DOI: 10.31857/S0016794020010137

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Величина инкремента свистовых волн является важным параметром, определяющим линейные и нелинейные ОНЧ-волновые процессы в магнитосфере [Трахтенгерц и Райкрофт, 2011]. Инкремент волны, наряду с другими факторами, определяет ее амплитуду, которая является ключевым параметром нелинейного взаимодействия волн и частиц в неоднородной магнитосферной плазме, например, [Shklyar and Matsumoto, 2009]. От амплитуды волны зависит, в частности, область существования захваченных по фазе частиц при их резонансном взаимодействии с квазимонохроматической свистовой волной; при заданной неоднородности плазмы и внешнего магнитного поля протяженность этой области определяет изменение энергии захваченных по фазе частиц [Шкляр, 2008]. В то же время, вычисление инкремента волны, который определяется не

просто плотностью резонансных частиц, но и деталями их функции распределения, требует измерения дифференциальных потоков энергичных частиц как функции энергии и питч-угла, что является сложной технической задачей, особенно если эти измерения производятся в области радиационных поясов. Такие измерения проводятся в настоящее время на спутниках Van Allen Probes A, B. Ранее измерения дифференциальных потоков энергичных электронов, наряду с другими важными измерениями, проводились на спутниках GEOS 1 и GEOS 2, что дало возможность выполнить оценки анизотропии распределения энергичных электронов, а также инкрементов КНЧ-ОНЧ волн в экваториальной области на L-оболочках от 5 до 7 [Cornilleau-Wehrlin et al., 1985]. В работе [Chen et al., 2012] данные спутниковой системы THEMIS использовались для вычисления локального пространственного коэф-

коэффициента усиления свистовых волн, распространяющихся вдоль внешнего магнитного поля, для анализа природы плазмосферного хисса. Аналогичные расчеты проводились в работе [Li et al., 2013] по данным спутников Van Allen Probes для объяснения усиления низкочастотного плазмосферного хисса, связанного с инъекцией электронов во время магнитосферной суббури. При этом использовалась модельная функция распределения, моделирующая измеряемую плотность частиц в фазовом пространстве, и учитывались релятивистские эффекты. Данные спутников Van Allen Probes использовались также в работе [He et al., 2015] для расчета коэффициента усиления хороших излучений вдоль траектории их распространения. Функция распределения частиц в фазовом пространстве моделировалась с помощью пяти би-Максвелловских распределений.

В настоящей работе мы также используем данные спутника Van Allen Probe A, в частности, прибора MagEIS [Blake, 2013] для вычисления инкрементов свистовых волн, распространяющихся вдоль внешнего геомагнитного поля в магнитосфере на  $L$ -оболочках  $\sim 3$ . Мы используем функцию распределения, восстанавливаемую непосредственно из измеряемых потоков частиц, без каких-либо модельных представлений о виде функции распределения. В следующем разделе установлена связь между измеряемыми дифференциальными потоками частиц и их функцией распределения. В разделе 3 приводится известное из литературы общее выражение для инкремента свистовых волн, которое используется для его вычисления по имеющимся экспериментальным данным по потокам энергичных электронов. Здесь же обсуждается зависимость локального инкремента от частоты волны и параметров плазмы. Сопоставлению спектральной интенсивности наблюдаемых излучений с рассчитанными инкрементами волн посвящен раздел 4. Полученные результаты суммируются в разделе 5.

## 2. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ФУНКЦИИ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ЭНЕРГИЧНЫХ ЭЛЕКТРОНОВ ПО ИЗМЕРЯЕМЫМ ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНЫМ ПОТОКАМ

Приведем связь между измеряемыми дифференциальными потоками энергичных электронов и их функцией распределения. Пусть внешнее магнитное поле направлено вдоль оси  $z$ . Обозначим питч-угол частицы через  $\alpha$ , а угол между проекцией скорости частицы на плоскость  $(x, y)$  и осью  $x$  через  $\varphi$ . Тогда элемент объема в пространстве скоростей принимает вид  $d^3v = v^2 \sin \alpha dv d\varphi d\alpha$ . Учитывая, что элемент телесного угла  $d\Omega = \sin \alpha d\varphi d\alpha$ , получим  $d^3v = v^2 dv d\Omega$ . Используя эти выражения, можно записать дифференциал потока частиц в виде:

$$dj = f(v, \alpha) v^3 dv d\Omega \equiv \frac{2}{m^2} f(v, \alpha) w dw d\Omega, \quad (1)$$

где  $m$  – масса электрона и  $w = mv^2/2$  его кинетическая энергия. Соотношение (1) записано в надлежащей системе единиц, в частности, в системе СГС, которая используется в настоящей работе, и в которой энергия частицы измеряется в эргах. Однако измеряемый поток частиц обычно выражается в практических единицах и нормирован на кэВ. Мы будем обозначать энергию частиц в кэВ через  $W$ , так что

$$w = 1.6 \times 10^{-9} W, \quad (2)$$

Подставляя (2) в (1) получим

$$dj = \frac{2}{m^2} f(v, \alpha) (1.6 \times 10^{-9})^2 W dW d\Omega. \quad (3)$$

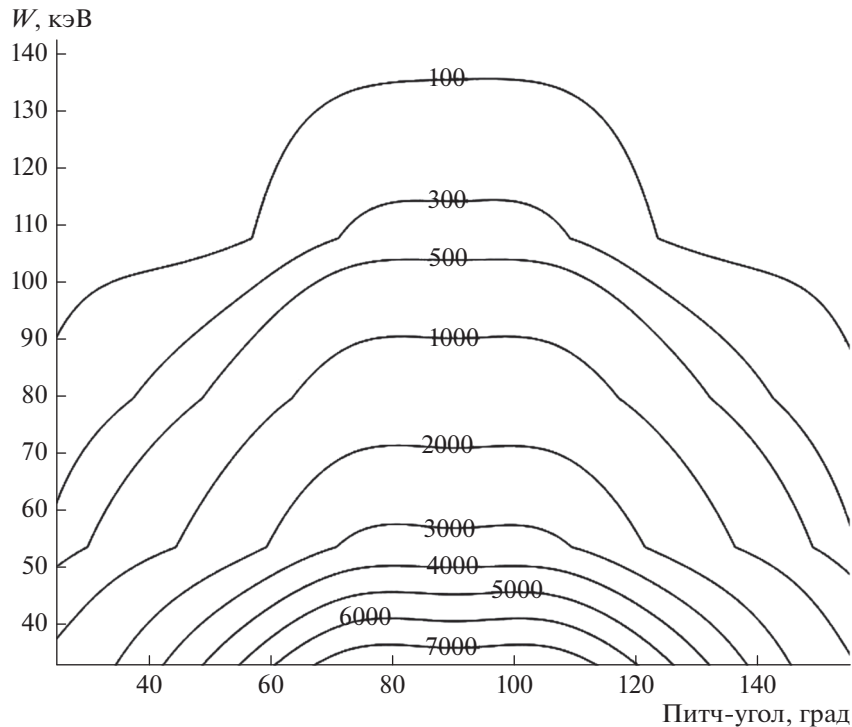
Выражение в правой части (3), стоящее перед  $dW d\Omega$ , есть ни что иное, как дифференциальный поток, выраженный в практических единицах, который мы будем обозначать как  $J$ . Соотношение (3) показывает, что функция распределения частиц в единицах СГС выражается через измеряемый дифференциальный поток частиц соотношением:

$$f(w, \alpha) = (6.25 \times 10^8)^2 \frac{m^2 J}{2 W} \equiv 1.67 \times 10^{-37} \frac{J}{W}. \quad (4)$$

Ясно, что знание функции распределения в переменных энергия – питч-угол позволяет выразить ее и через другие взаимно-однозначные переменные, в частности, энергия – магнитный момент, которые мы будем использовать в дальнейшем. Питч-угол частицы  $\alpha$  связан с ее энергией  $w$  и магнитным моментом  $\mu$  соотношением:

$$\sin^2 \alpha = \frac{\mu \omega_c}{w}, \quad (5)$$

где  $\omega_c$  – локальная гирочастота. Соотношения (4), (5) позволяет найти функцию распределения в переменных  $w, \mu$ , а именно, подставляя в (4)  $\alpha$  как функцию  $w$  и  $\mu$ , мы получим функцию распределения в этих переменных. Следует, однако, иметь в виду, что соотношение (5) однозначно определяет магнитный момент частицы по ее энергии и питч-углу, но не наоборот: для определения питч-угла по энергии и магнитному моменту необходимо еще знать знак продольной скорости частицы  $v_{||}$ . Поэтому, если измеряемый дифференциальный поток не симметричен относительно изменения знака продольной скорости, то и функция распределения, помимо,  $w$  и  $\mu$ , будет зависеть от знака  $v_{||}$ . В этом случае и инкременты волн одной и той же частоты, распространяющихся параллельно и антипараллельно внешнему магнитному полю, будут различными. Подчеркнем, что независимо от переменных, в которых задается функ-



**Рис. 1.** Изолинии величины  $J/W$ , которая с точностью до постоянного коэффициента (см. формулу (4)) определяет функцию распределения частиц.

ция распределения, она всегда считается нормированной в пространстве скоростей так, что

$$\int_{-\infty}^{\infty} f d^3 \mathbf{v} = n_h(r),$$

где  $n_h(\mathbf{r})$  – локальная плотность энергичных частиц. В частности, в переменных  $w, \mu$ , условие нормировки имеет вид

$$\frac{\sqrt{2\pi}\omega_c}{m^{3/2}} \int_0^{\infty} dw \times \int_0^{w/\omega_c} \frac{f(\mu, w, \nu_{\parallel} > 0) + f(\mu, w, \nu_{\parallel} < 0)}{\sqrt{w - \mu\omega_c}} d\mu = n_h(r).$$

Соотношение (4) не является, конечно, новым, например, формула (9) [Cornilleau-Wehrin et al., 1985]. Его вывод приведен нами лишь для полноты изложения. Рисунок 1, на котором представлены изолинии отношения дифференциального потока частиц к их энергии в диапазоне энергий от 33 до 143 кэВ, дает представление об их функции распределения. Как видно из рисунка, в указанном диапазоне энергий функция распределения частиц спадает с ростом энергии и практически симметрична относительно питч-угла  $90^\circ$ . Отсюда следует, что вклад этих частиц в инкремент волн зависит только от частоты, но не зависит от направления распространения волн. В то

же время, функция распределения существенно анизотропна по скоростям (в случае изотропной функции распределения ее изолинии параллельны оси питч-углов). Как мы увидим ниже, анизотропия функции распределения приводит к неустойчивости волн, частоты которых достаточно малы по сравнению с электронной гирочастотой.

Следует отметить, что согласно измерениям прибора HOPE [Funsten, 2013], функция распределения частиц более низких энергий (от 5 до 30 кэВ) существенно асимметрична относительно питч-угла  $90^\circ$ . Учет вклада этих частиц в инкремент приводит к тому, что инкременты волн одной и той же частоты, распространяющихся в противоположных направлениях, оказываются различными, что особенно сильно проявляется для волн более высоких частот, в инкремент которых частицы низких энергий вносят основной вклад. В настоящей работе основное внимание направлено на инкременты более низкочастотных волн, порядка нескольких кГц, в инкремент которых основной вклад вносят энергичные электроны, потоки которых измеряет прибор MagEIS. Поэтому в настоящей работе мы ограничимся данными только этого прибора. Подчеркнем, что более энергичные электроны вносят вклад в инкременты волн во всем диапазоне частот; естественно, что при фиксированной энергии частиц, волны различной частоты резонансно

взаимодействуют с частицами с различными питч-углами.

Как правило, наибольшее по величине значение инкремент волны имеет на экваторе. Это связано с тем, что в этой области абсолютная величина резонансной скорости обычно минимальна, а функция распределения спадает с ростом энергии. Поэтому наибольший интерес представляют значения инкрементов на экваторе. В то же время, измерения дифференциальных потоков и, следовательно, функции распределения электронов производятся на широте спутника, где величина магнитного поля может заметно отличаться от экваториального значения. Будучи выражена через инварианты движения, в частности, через энергию и магнитный момент, функция распределения имеет один и тот же вид на широте измерения и на экваторе на той же самой  $L$ -оболочке. Однако, при измерениях на широте  $\lambda$ , для фиксированной энергии частиц  $w$  их магнитный момент  $\mu = mv_{\perp}^2/2\omega_c$  может изменяться лишь в интервале  $[0, w/\omega_c(\lambda)]$ , где  $\omega_c(\lambda)$  – локальная гирочастота, а  $v_{\perp}$  – поперечная по отношению к внешнему магнитному полю составляющая скорости частицы. В то же время, на экваторе допустимый интервал значений магнитного момента шире и составляет  $[0, w/\omega_c(\lambda = 0)]$ . Таким образом, функция распределения частиц на экваторе для значений экваториального питч-угла вблизи  $90^\circ$  не может быть найдена по измерениям вне экватора. Это связано с тем, что такие частицы совершают баунс-колебания в непосредственной близости от экватора и их потоки не могут быть найдены при измерениях вне экватора. Эта неопределенность, однако, не влияет существенно на вычисления инкрементов. Дело в том, что частицы, для которых значения экваториального питч-угла близко к  $90^\circ$ , могут иметь продольную скорость равную резонансной, то есть вносить вклад в инкремент волн, только при очень большой полной энергии. Потоки таких частиц, как мы видели выше, малы.

### 3. ИНКРЕМЕНТ НЕУСТОЙЧИВОСТИ СВИСТОВЫХ ВОЛН

Линейный инкремент для свистовой волны, распространяющейся вдоль внешнего магнитного поля в однородной плазме, может быть найден в целом ряде работ, например, [Сагдеев и Шафранов, 1960; Беспалов, 1977]. В этих работах невозмущенная функция распределения электронов считается зависящей от продольной и поперечной скорости частиц,  $v_{\parallel}$  и  $v_{\perp}$ , что законно в случае однородной плазмы. В неоднородной магнитосферной плазме невозмущенная функция распределения не может быть выбрана в таком виде,

поскольку последняя должна быть функцией интегралов движения частиц в неоднородной плазме, а  $v_{\parallel}$  и  $v_{\perp}$  таковыми не являются. Мы будем считать, что невозмущенная функция распределения электронов зависит от кинетической энергии  $w$ , которая сохраняется в независимом от времени магнитном поле, и магнитного момента  $\mu = mv_{\perp}^2/2\omega_c$ , который является адиабатическим инвариантом движения частицы при условии, что характерный масштаб неоднородности плазмы существенно превышает ларморовский радиус частицы. Выражение для локального линейного инкремента свистовой волны, распространяющейся вдоль внешнего неоднородного магнитного поля в неоднородной плазме, может быть найдено, например, в работе [Karrman et al., 1974] и имеет вид:

$$\gamma_L(\omega, \mathbf{r}) = \frac{4\pi^3 e^2 v_g \omega_c^2}{(mkc)^2} \int_0^\infty F'_0(\mu; \omega, \mathbf{r}) \mu d\mu. \quad (6)$$

Здесь  $\omega$  – частота волны,  $e$  и  $m$  – заряд и масса электрона,  $k$  и  $v_g$  – волновой вектор и групповая скорость волны,  $c$  – скорость света и  $F'_0(\mu; \omega, \mathbf{r})$  – комбинация производных невозмущенной функции распределения электронов по переменным  $\omega$  и  $\mu$ :

$$F'_0(\mu; \omega, \mathbf{r}) = \left( \frac{\partial F_0}{\partial w} \omega + \frac{\partial F_0}{\partial \mu} \right)_{w=m\omega_R^2/2+\mu\omega_c}, \quad (7)$$

причем после дифференцирования по  $w$  и  $\mu$  продольная скорость полагается равной резонансной скорости:

$$v_{\parallel} = v_R \equiv \frac{\omega - \omega_c}{k},$$

где волновой вектор  $k$  определяется из локального дисперсионного соотношения (см. ниже).

Поскольку резонансная скорость в неоднородной плазме, даже в случае чисто продольного распространения, является функцией не только частоты, но и локальных параметров плазмы, то же оказывается верно и для величины  $F'_0(\mu; \omega, \mathbf{r})$  и для определяемого через нее инкремента. Используя известные формулы для показателя преломления и групповой скорости свистовой волны, распространяющейся вдоль внешнего поля, например, [Helliwell, 1965]:

$$\frac{k^2 c^2}{\omega^2} = \frac{\omega_p^2}{\alpha(\omega_c - \omega)}, \quad v_g = 2c \frac{\omega^{1/2}(\omega_c - \omega)^{3/2}}{\omega_p \omega_c}, \quad (8)$$

справедливые при  $\omega_p^2 \gg \omega_c^2$ , где  $\omega_p$  – плазменная частота электронов, перепишем (6) в виде:

$$\gamma_L(\omega, \mathbf{r}) = \frac{8\pi^3 c e^2 \omega_c (\omega_c - \omega)^{5/2}}{m^2 \omega^{1/2} \omega_p^3} \int_0^\infty F_0'(\mu; \omega, \mathbf{r}) \mu d\mu. \quad (9)$$

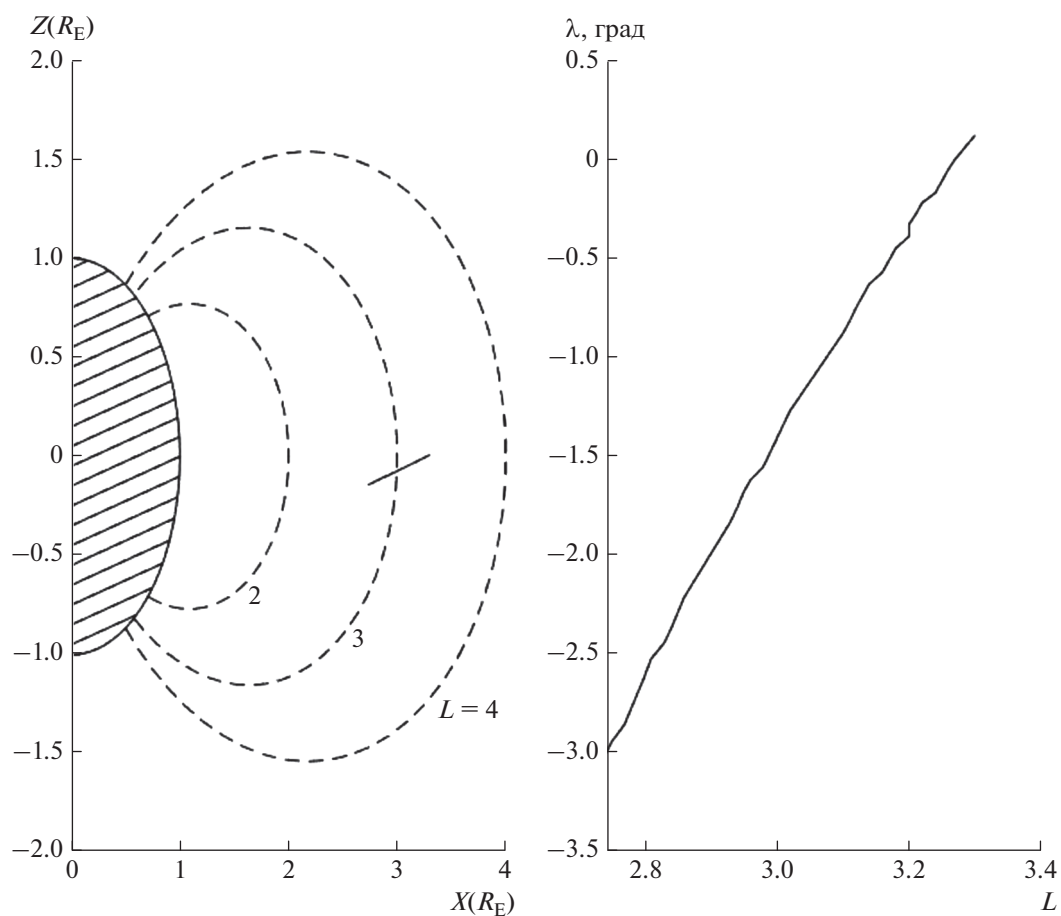
Мы видим, что помимо параметров плазмы и функции распределения энергичных частиц инкремент (9) зависит только от частоты волны, так как при продольном распространении волновой вектор и групповая скорость волны однозначно определяются ее частотой. Выражение для инкремента волны (9) записано в системе СГС, в то время как функция распределения в этой системе единиц выражается через измеряемые дифференциальные потоки частиц с помощью (4). Соотношения (9), (4) позволяют рассчитать реальные инкременты волн, не используя никаких моделей функции распределения. Подчеркнем, что в настоящей работе мы рассматриваем только локальные инкременты волн, но не интегральные коэффициенты усиления. Усиление волн с учетом их взаимодействия с разными частицами в разных местах магнитной силовой линии впервые было вычислено в работе [Беспалов и Трахтенгерц, 1980] для модельной функции распределения, представляющей собой максвелловское распределение с дополнительным множителем вида  $\mu^v$ , описывающим конус потерь.

Прежде чем привести результаты расчетов инкрементов волн, остановимся кратко на точности измерений и ограничениях, связанных с наличием данных по потокам частиц лишь для определенного диапазона энергий и питч-углов (см. ниже). Согласно [Blake et al., 2013], точность измерения потоков частиц в области параметров, где эти измерения имеются, составляет 3%. С такой же точностью, очевидно, известна функция распределения в этой области параметров (см. формулу (4)). Согласно (9) локальный инкремент волны определяется интегралом по  $d\mu$  от функции  $F_0'(\mu; \omega, \mathbf{r})$ , которая возникает из функции двух переменных,  $w$  и  $\mu$ , после подстановки в нее  $w = m v_R^2 / 2 + \mu \omega_c$ . Таким образом, интеграл по  $d\mu$  фактически является интегралом вдоль заданной линии на плоскости  $(w, \mu)$ , причем эта линия зависит от параметров плазмы в точке, где вычисляется инкремент. Тот факт, что потоки частиц, а с ними и функция распределения, известны только в определенной области энергий и питч-углов, а, следовательно, только в определенной области на плоскости  $(w, \mu)$ , накладывает соответствующие ограничения на точность вычисления инкремента, которую принципиально невозможно оценить количественно без знания функции распределения в той области, где она неизвестна. При выполнении численных расчетов мы проводили интегрирование только по области, где имеются измерения потоков и, следовательно, функции распределения, не используя никаких продолже-

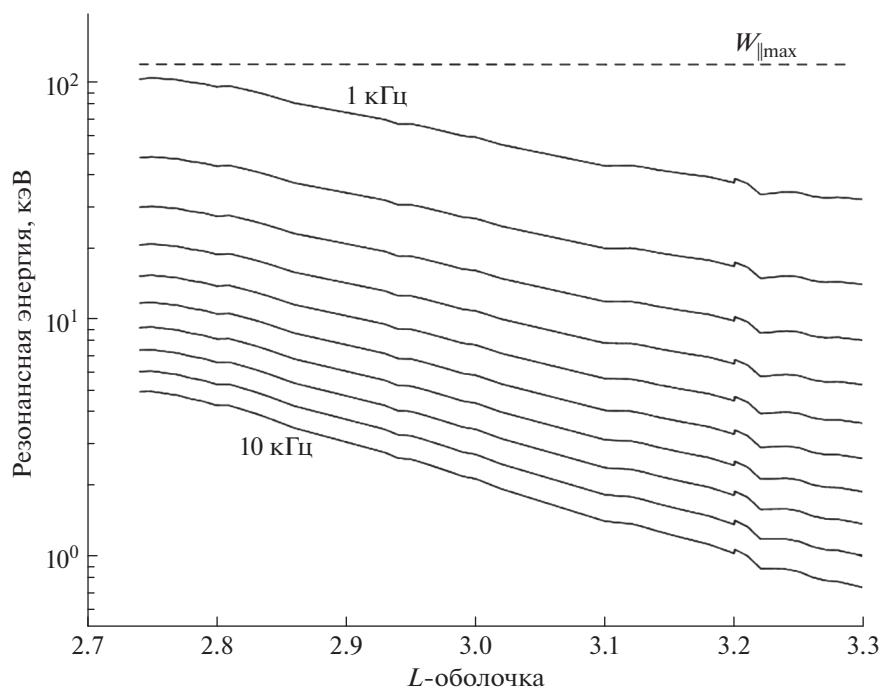
ний функции распределения в область, где измерения отсутствуют.

Переходя к результатам численных расчетов, укажем основные параметры, для которых проводились вычисления. Мы использовали данные спутника Van Allen Probe A, полученные 12.12.2017 г. в течение времени с 11:20:04 до 11:40:23 UT, когда спутник находился вблизи экваториальной плоскости. Соответствующая часть орбиты спутника в декартовых координатах показана на рис. 2а, в то время как рис. 2б дает зависимость широты спутника  $\lambda$  от  $L$ -оболочки. За указанный интервал времени, помимо измерений плотности “холодной” плазмы, доступны надежные измерения потоков электронов с энергиями от 33 до 143 кэВ для девяти значений питч-угла от  $24.5^\circ$  до  $155.5^\circ$ , включая питч-угол  $90^\circ$  (прибор MagEIS, интервал между измерениями  $\sim 11$  с). Для того, чтобы понять, насколько указанные интервалы энергий и питч-углов соответствуют резонансным энергиям для свистовых волн в диапазоне частот от 1 до 10 кГц, приведем зависимость экваториальной продольной резонансной энергии для  $L$ -оболочек на траектории спутника для волн с частотами от 1 до 10 кГц (рис. 3). Пунктирной линией показана максимальная измеряемая продольная энергия. Эта энергия не совпадает с максимальной измеряемой энергией 143 кэВ, поскольку в измерениях отсутствуют питч-углы  $0^\circ$  и  $180^\circ$ . Мы видим, что в анализируемом интервале  $L$ -оболочек максимальная измеряемая продольная энергия превосходит резонансную энергию для всех частот от 1 до 10 кГц. Это, конечно, не означает, что частицы больших энергий не могут вносить вклад в резонансное взаимодействие: если полная энергия существенно превышает резонансную энергию, то всегда существует питч-угол, достаточно близкий к  $90^\circ$ , при котором продольная скорость частицы равна резонансной скорости. Зависимость нормированного инкремента от частоты для волн, распространяющихся с севера на юг и в противоположном направлении, показана на рис. 4. Как мы видим, неустойчивыми оказываются более низкочастотные волны, что согласуется с формулой (5) и общими представлениями относительно устойчивости свистовых волн при наличии в функции распределения резонансных электронов максимума на питч-углах вблизи  $90^\circ$ . При использовании потоков электронов, измеряемых прибором MagEIS, в указанных выше диапазонах энергий и питч-углов, инкремент для всех частот практически не зависит от направления распространения волн.

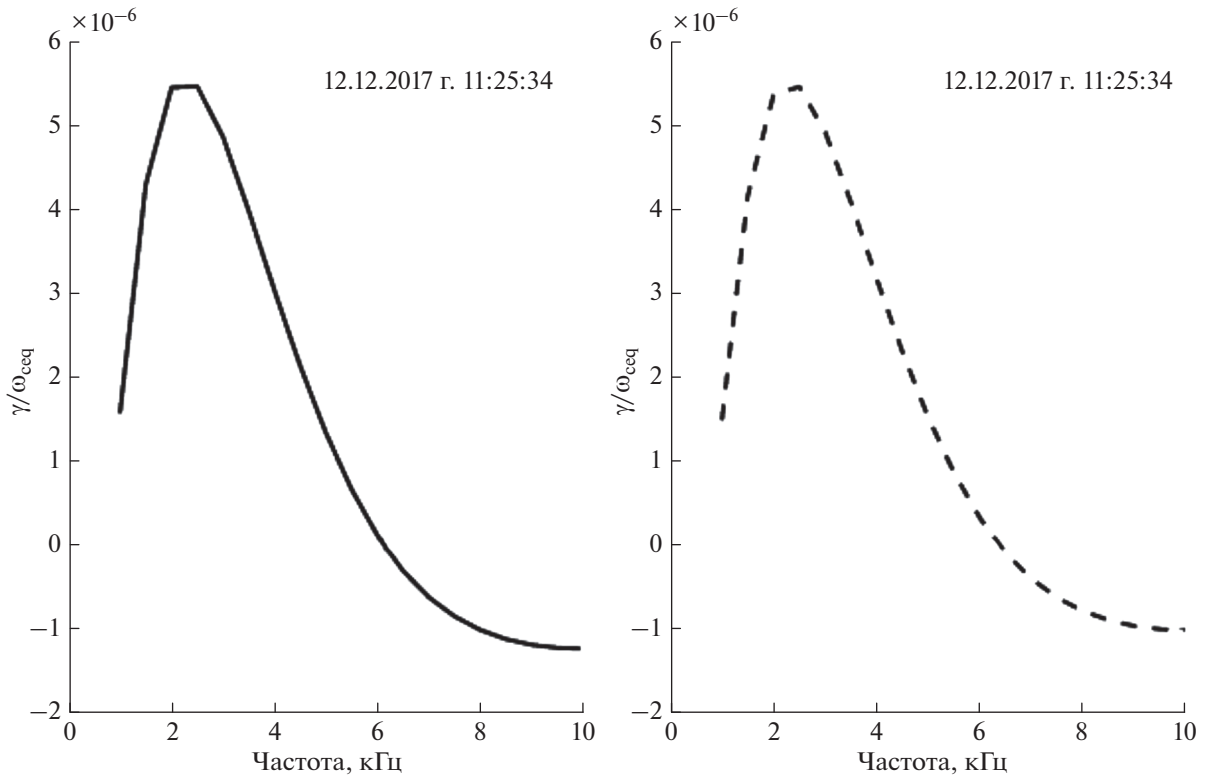
Что касается абсолютной величины инкремента, то с учетом того, что экваториальная гирочастота электронов  $f_c$  на  $L$ -оболочке 3.21 (что соответствует положению спутника в момент времени, указанный на рис. 4) порядка 26.3 кГц,



**Рис. 2.** Участок траектории спутника Van Allen Probe A, для которого выполнен анализ потоков электронов и расчет инкремента волн.



**Рис. 3.** Экваториальная резонансная энергия для волн с частотами от 1 до 10 кГц как функция  $L$ -оболочки вдоль траектории спутника. Резонансная энергия убывает с ростом частоты.



**Рис. 4.** Инкремент как функция частоты для волн, распространяющихся с севера на юг (левая панель) и с юга на север (правая панель) вдоль внешнего геомагнитного поля.

величина  $\gamma$  оказывается порядка  $1 \text{ с}^{-1}$ . При этом, групповая скорость для волны с частотой 5 кГц в рассматриваемой области оказывается порядка  $1.5 \times 10^4 \text{ км/с}$ . Если взять для оценки размер неустойчивой приэкваториальной области  $l \sim LR_E \sim 2 \times 10^4 \text{ км}$  ( $R_E$  – радиус Земли), то время прохождения волной этой области будет порядка 1.3 с, так что при указанной выше величине инкремента, усиление волны составляет  $\sim 26 \text{ дБ}$ .

#### 4. СОПОСТАВЛЕНИЕ ВАРИАЦИЙ ИНКРЕМЕНТА И ХАРАКТЕРИСТИК ОНЧ-ИЗЛУЧЕНИЙ

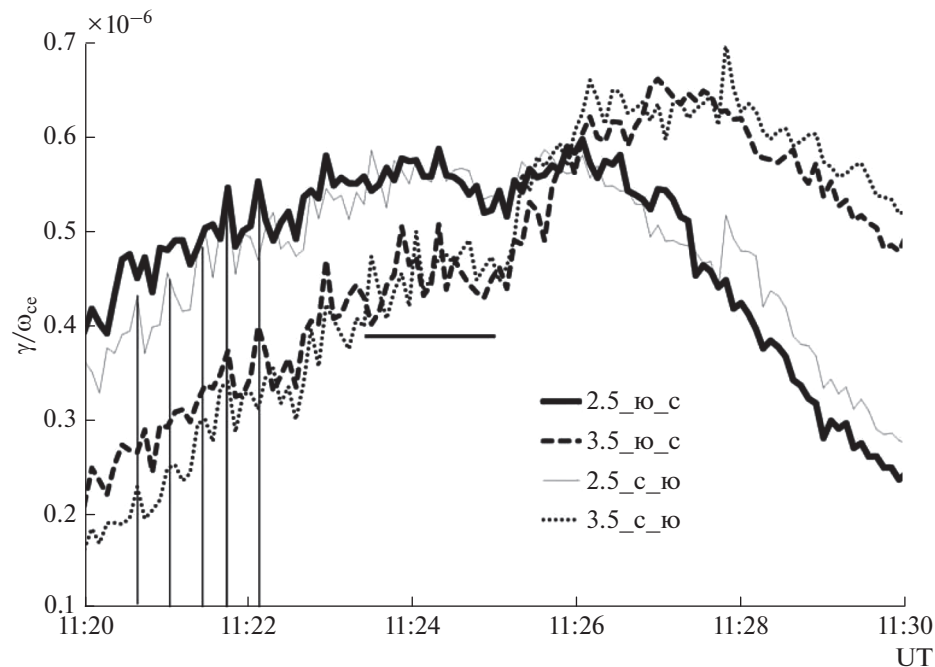
Сопоставление потоков энергичных частиц, и соответствующих инкрементов волн, с интенсивностью ОНЧ-излучений проводились ранее в ряде исследований. Так, в работе [Cornilleau-Wehrlin et al., 1988] по данным спутника GEOS 2 выполнено сопоставление потоков энергичных электронов в диапазоне энергий от 16 до 300 кэВ и интенсивности низкочастотных излучений в диапазоне частот от 200 Гц до 3 кГц. Авторы использовали усредненные по минутному интервалу данные по потокам энергичных частиц для вычисления анизотропии температур в распределении электронов и соответствующих этой ани-

зотропии инкрементов волн. Авторы указанной работы обнаружили колебания максимальной интенсивности волнового магнитного поля, которые происходят в противофазе с вариациями анизотропии функции распределения и соответствующего инкремента.

Данные спутников Van Allen Probes были использованы в работе [Любич и др., 2017] для расчетов локальных инкрементов ионно-циклотронных и свистовых волн и сопоставления их со спектрами волн, наблюдаемых на тех же спутниках. Авторы показали, что рассчитанные инкременты согласуются с частотными характеристиками наблюдаемых хоровых излучений на низких частотах за плазмопаузой и для квазипериодических ОНЧ-эмиссий вблизи  $L \approx 4$  в узкой области  $\Delta L \sim 0.5$ .

В обеих указанных выше работах расчеты инкремента основаны на вычислении анизотропии функции распределения и эффективной ширины резонансной области, то есть на методике, восходящей к классической работе [Kennel and Petschek, 1966]. В настоящей работе мы исходим из общего выражения (8) для инкремента свистовых волн, распространяющихся вдоль внешнего магнитного поля, не используя таких характеристик функции распределения, как анизотропия темпе-





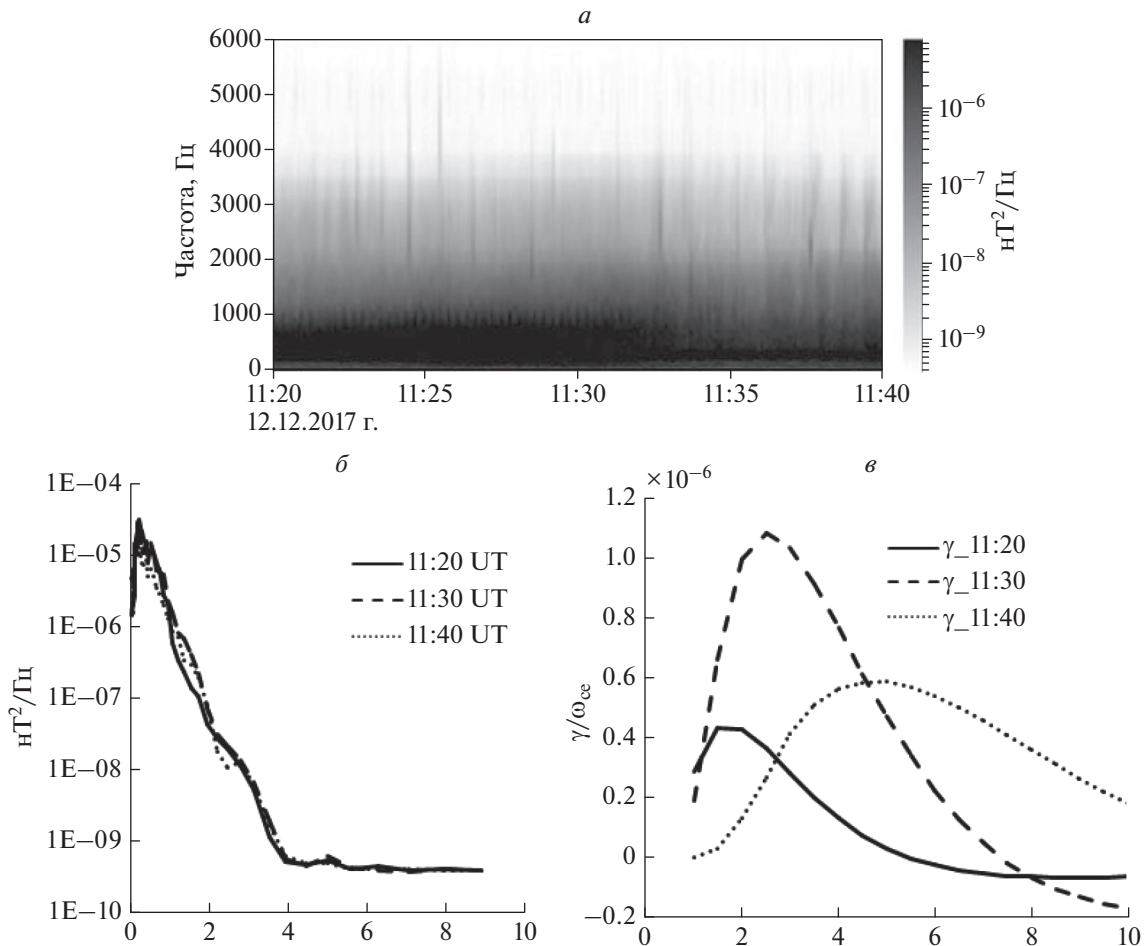
**Рис. 5.** Инкремент вдоль траектории спутника Van Allen Probe A для волн с частотами 2.5 и 3.5 кГц, распространяющихся с севера на юг и с юга на север, вычисленный по данным прибора MagEIS по дифференциальным потокам энергичных электронов.

ратур. Это различие, однако, является чисто техническим. Существенным отличием наших расчетов от указанных выше является то, что мы не используем усреднение потоков и, следовательно, функции распределения энергичных электронов, ни по времени, ни по двум питч-углам, симметричным относительно  $90^\circ$ . Это дает возможность исследовать вариации инкремента с временным разрешением  $\sim 11$  с, с которым измеряются потоки частиц на спутниках Van Allen Probes, а также различать инкременты для волн одной и той же частоты, распространяющихся в противоположных направлениях вдоль внешнего магнитного поля. Для примера на рис. 5 показаны локальные инкременты вдоль траектории спутника Van Allen Probe A для волн с частотами 2 и 3.5 кГц, распространяющихся с севера на юг и в противоположном направлении. Видно, что значение инкремента может существенно меняться до 10–15% за время между измерениями потоков, то есть на временах  $\sim 11$  с. На некоторых временных интервалах (см., например, обозначенный горизонтальной линией на рис. 5) вариации инкремента для волн, распространяющихся в противоположных направлениях, могут быть весьма значительными и в то же время не связанными между собой. Напротив, в начале анализируемого события до 11:24 UT наблюдается корреляция инкремента не только для волн, распространяющихся в противоположных направлениях, но и для волн различной частоты; соответствие максимумов ин-

кремента на различных частотах обозначено вертикальными линиями.

В интервале 11:20–11:40 UT на спутнике Van Allen Probe A регистрировались периодические эмиссии [Helliwell, 1965] на частотах ниже 1 кГц с периодом около 5 с, ОНЧ-шум на частотах ниже 3.5–4 кГц и свистящие атмосферы с эхо сигналами в полосе до 8 кГц. В обзорном режиме на борту спутников вычисляются спектральные матрицы ОНЧ-сигналов с временным разрешением 6 с, которые мы и используем в данной работе [Kletzing et al., 2013]. Спектрограмма ОНЧ-излучений в полосе до 6 кГц, полученная по измерениям магнитного поля, показана на рис. 6а. Рассмотрим пространственные изменения ОНЧ-излучений и значений инкремента при движении спутника Van Allen Probe A от  $L=3.4$  до  $L=2.7$ . На рисунке 6б показана спектральная интенсивность как функция частоты для трех моментов времени внутри рассматриваемого интервала, а на рис. 6в приведены рассчитанные инкременты волн, усредненные по двум направлениям распространения волн данной частоты, для тех же моментов времени. Как видно из рис. 6, после некоторого возрастания при самых низких из приведенных частот, спектральная интенсивность излучения резко убывает с ростом частоты от сотен Гц до 4 кГц. Кроме того, спектральная интенсивность мало изменяется на рассматриваемом интервале времени. Сравнение наблюдаемых





**Рис. 6.** Обзорная спектрограмма ОИЧ-эмиссий, зарегистрированных 12 декабря 2017 г. с 11:20 до 11:40 UT на спутнике Van Allen Probe A на магнитную антенну (*a*); спектральная интенсивность как функция частоты для трех моментов времени, указанных на рисунке (*b*); нормированный инкремент как функция частоты, вычисленный в те же три момента времени (*c*).

спектров с рассчитанными частотными зависимостями инкрементов свистовых волн показывает, что частота максимума инкремента существенно увеличивается при движении спутника к меньшим  $L$ -оболочкам в то время, как спектр наблюдаемых излучений почти не изменяется. Различие в спектре волн и частотной зависимости инкремента может быть связано с изменением по мере движения спутника условий отражения волн на различных частотах от сопряженных ионосфер и их различными потерями при неканализированном распространении. Другой причиной может быть приход на спутник волн, распространяющихся неканализированным способом, от источников, расположенных вне траектории спутника. Однако присутствие свистящих атмосфериков с несколькими эхо сигналами и периодических эмиссий с периодом  $\sim 5$  с на частотах около 1 кГц свидетельствуют о том, что спутник мог находиться внутри или вблизи

области, где канализированное распространение было возможно.

Что касается временных вариаций интенсивности волн и инкремента, то они были наиболее существенны в начале исследуемого интервала времени, а именно, с 11:20 до 11:23:30 UT. На рисунке 7*a* показаны вариации интенсивности излучений во времени в пяти узкополосных частотных каналах от 1998 до 3168 Гц. Подобные вариации интенсивности излучений в полосе 2–4 кГц наблюдались и на ст. Каннуслехто в Северной Финляндии ( $L = 5.5$ ), что подтверждает их временной характер. Как видно из рис. 7*a*, временные вариации интенсивности волн с характерными временами 0.5–1 мин, наблюдаемые в различных частотных каналах, в значительной степени подобны. В некоторых случаях, однако, нижние частоты запаздывают относительно высоких на время  $\sim 5$  с. Временные вариации с характерным временем около 1 мин показывает и инкремент волн в диа-

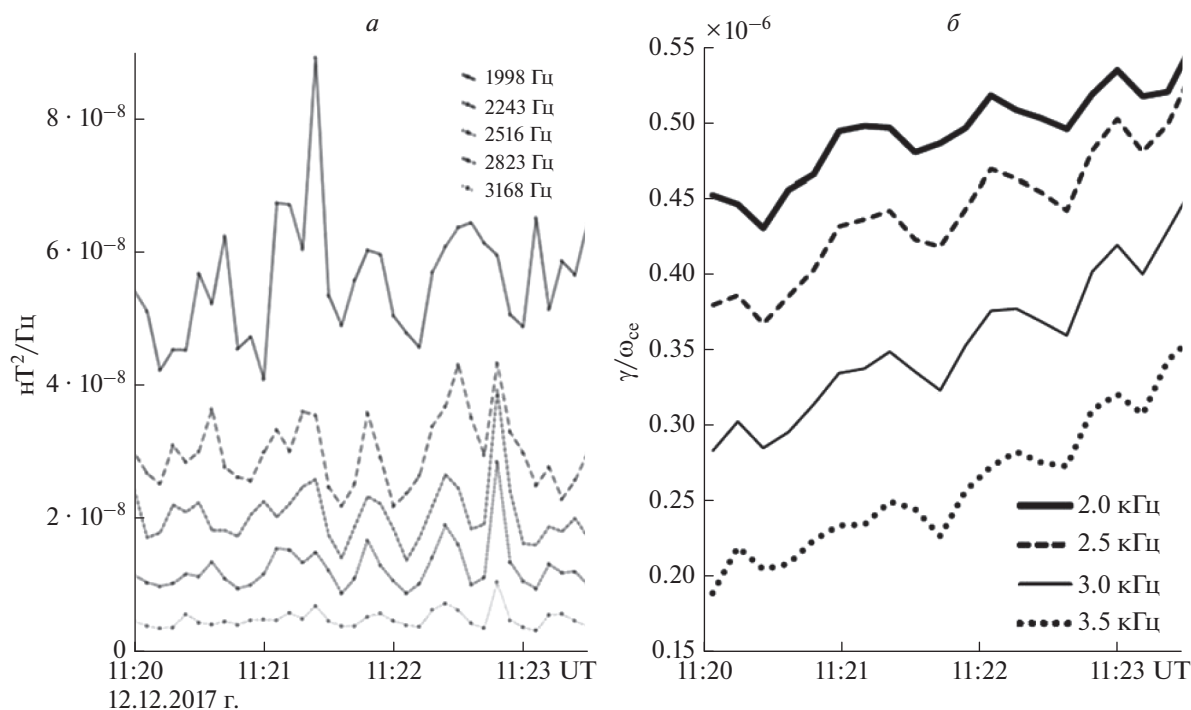


Рис. 7. Спектральная интенсивность как функция времени в пяти низкочастотных каналах (а); временные вариации инкремента за тот же период времени для четырех частот, указанных на рисунке (б).

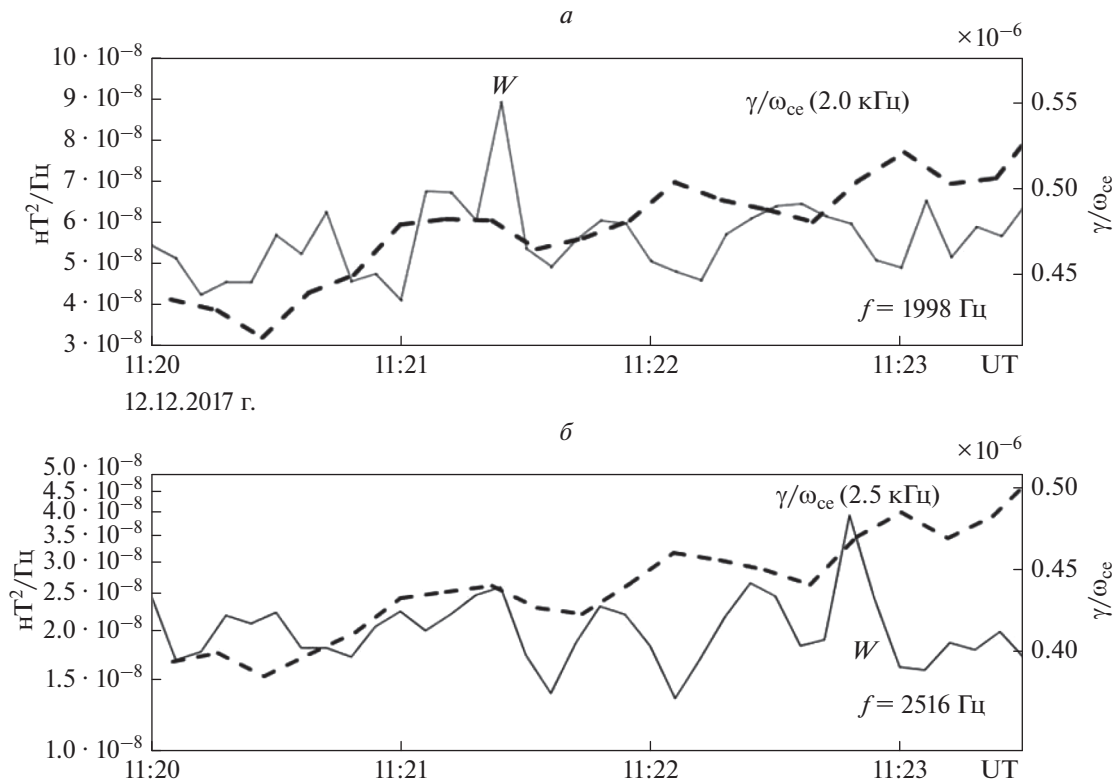
пазоне частот от 2 до 3.5 кГц в указанном выше интервале времени, см. рис. 7б. Детальное сопоставление вариаций интенсивности излучений на частотах 2.0 и 2.5 кГц и соответствующих инкрементов представлено на рис. 8. Видно, что взаимосвязь между вариациями интенсивности и инкремента более сложная, чем изменение в противофазе, указанное в [Cornilleau-Wehrlin et al., 1988].

Знание инкремента волн с временным разрешением  $\sim 11$  с позволяет обсудить экспериментально наблюдаемое волновое явление, а именно, подавление ОНЧ-шума в полосе частот от 2 до 4 кГц после приема на наземной станции свистящих атмосфериков и их эхо сигналов [Gail and Carpenter, 1984]. Это волновое явление наблюдалось на станции Каннуслехто 12 декабря 2017 г. во время пролета спутника Van Allen Probe A. В этих наблюдениях, также как и в описанных в [Gail and Carpenter, 1984], эффект наблюдался после регистрации свистящего атмосферика и его эхо-сигналов, обычно более четырех следов отраженных сигналов. Согласно существующим представлениям [Helliwell et al., 1980; Gail and Carpenter, 1984] уменьшение интенсивности ОНЧ-шума связано с изотропизацией функции распределения энергичных электронов в результате их взаимодействия со свистом и соответствующим уменьшением инкремента ОНЧ-волн в диапазоне частот, где этот инкремент был изначально положительным. Возможное уменьшение инкремента

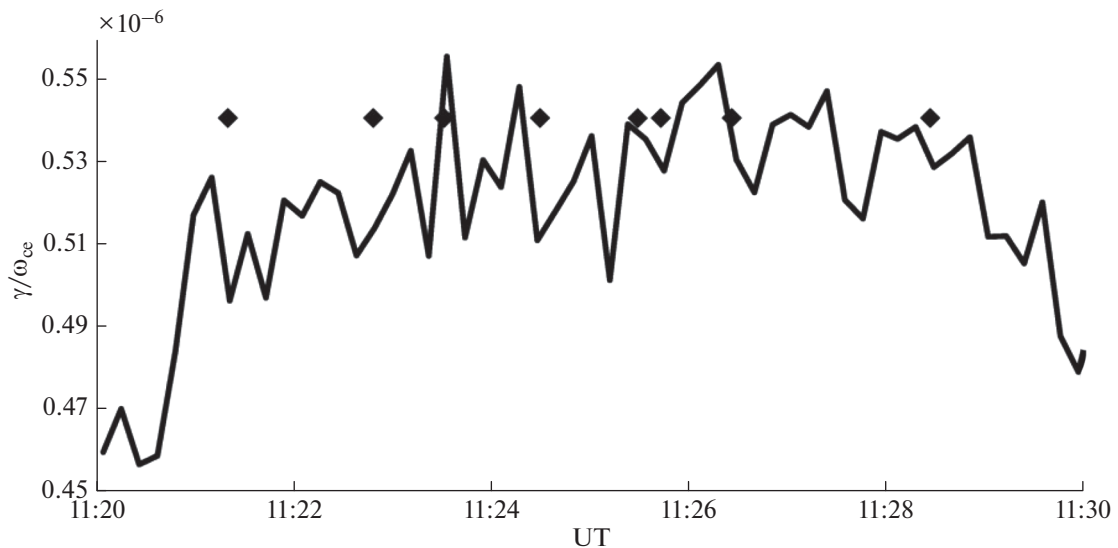
на частоте 2 кГц, вблизи которой лежит максимум инкремента, после прохождения интенсивного свиста иллюстрирует рис. 9. Свистящие атмосферники с эхо сигналами также наблюдались на спутнике Van Allen Probe A. Моменты регистрации свистов показаны ромбами на рис. 9. Видно, что в ряде случаев после прохождения интенсивного свиста действительно наблюдается уменьшение инкремента.

## 5. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ И ВЫВОДЫ

Одно из важных волновых явлений, наблюдаемых в ОНЧ-диапазоне, а именно, подавление ОНЧ-шума интенсивными свистами, сопровождаемыми их эхо сигналами [Helliwell et al., 1980; Gail and Carpenter, 1984], до настоящего времени не получило количественного объяснения. Предложенное авторами указанных выше работ качественное объяснение, связывающее этот эффект с изотропизацией неустойчивой функции распределения энергичных электронов и соответствующим уменьшением инкремента неустойчивости, до сих пор остается лишь разумным предположением. Экспериментальное подтверждение этого предположения требует измерения функции распределения энергичных электронов, ответственных за генерацию ОНЧ-шума, с разрешением по времени порядка единиц или первых десятков секунд — характерного времени, с которым развивается это волновое явление. Измере-



**Рис. 8.** Вариации спектральной интенсивности магнитного поля в двух низкочастотных каналах в сравнении с вариациями инкрементов для тех же частот.



**Рис. 9.** Вариации инкремента волн на частоте 2 кГц и возможная связь этих вариаций со свистами, моменты регистрации которых отмечены ромбами.

ния потоков энергичных электронов на спутниках Van Allen Probes, проводимые с интервалом 11 с [Blake et al., 2013], служат хорошей основой для количественного сопоставления вариаций интенсивности ОНЧ-излучений в диапазоне нескольких кГц и инкремента волн в том же диапазоне частот. Вычисление инкремента волн в

ОНЧ-диапазоне по данным спутника Van Allen Probe A, анализ изменения этого инкремента, связанного с интенсивными свистами, и сопоставление вариаций инкремента с вариациями ОНЧ-излучения, наблюдаемого на том же спутнике, составили содержание настоящей работы. Мы показали, что в ряде случаев после регистра-

ции интенсивного свиста, инкремент волн в ОНЧ-диапазоне, вычисленный по экспериментально измеряемым потокам, уменьшается на величину порядка 10%. Вопрос о том, достаточно ли этого уменьшения инкремента для объяснения эффекта подавления ОНЧ-шума свистами, требует дальнейшего исследования.

Важным результатом выполненного исследования является демонстрация быстрой изменчивости во времени инкрементов свистовых волн в диапазоне частот от 1 до 10 кГц в экваториальной области магнитосферы на  $L$ -оболочках  $\sim 3$ , а также возможного различия инкремента для волн одной и той же частоты, распространяющихся в противоположных направлениях по отношению к внешнему магнитному полю. Эти результаты получены на основе восстановления функции распределения по измеряемым дифференциальным потокам энергичных электронов и прямого вычисления инкремента волн без каких-либо предположений о виде функции распределения. Отметим, что возможность несимметрии усилений свистовых волн, связанная с различными условиями их отражения в сопряженных полушариях, впервые обоснована в работе [Беспалов и Чуканов, 1980].

## 6. БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы благодарят создателей спутников Van Allen Probes и разработчиков инструментов за возможность свободного использования данных (EMFISIS instrument suite, PI С. А. Kletzing; MagEIS instrument, PI J. В. Blake; HOPE instrument, PI Н. О. Funsten).

## ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена при поддержке гранта № 294931 Академии наук Финляндии и гранта Российского фонда фундаментальных исследований № 19-02-00179.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Беспалов П.А. Модуляция интенсивности ОНЧ-шумов гидромагнитными колебаниями // Геомагнетизм и аэрномия. Т. 17. № 1. С. 66. 1977.
- Беспалов П.А., Чуканов А.А. Электромагнитные шумы свистового диапазона в магнитосопряженных областях // Геомагнетизм и аэрномия. Т. 20. № 1. С. 89–94. 1980.
- Беспалов П.А., Трахтенгерц В.Ю. Циклотронная неустойчивость радиационных поясов Земли // Сб. Вопросы теории плазмы, Москва, Атомиздат. Т. 10. С. 88–163. 1980.
- Любич А.А., Демехов А.Г., Титова Е.Е., Яхнин А.Г. Амплитудно-частотные характеристики ионно-циклотронных и свистовых волн по данным спутников Van Allen Probes // Геомагнетизм и аэрномия. Т. 57. № 1. С. 45–56. 2017.
- Сагдеев Р.З., Шафранов В.Д. О неустойчивости плазмы с анизотропным распределением скоростей в магнитном поле // ЖЭТФ. Т. 39. № 1. С. 181–184. 1960.
- Трахтенгерц В.Ю., Райкрофт М.Дж. Свистовые и альфвеновские циклотронные мазеры в космосе. М.: Физматлит, 344 с. 2011.
- Шкляр Д.Р. Некоторые сведения по физике плазмы. // Плазменная гелиогеофизика. М.: Физматлит. Т. 2. С. 391–489. 2008.
- Blake J.B. et al. The Magnetic Electron Ion Spectrometer (MagEIS) Instruments Aboard the Radiation Belt Storm Probes (RBSP) Spacecraft // Space Sci. Rev. 2013. <https://doi.org/10.1007/s11214-013-9991-8>
- Chen L., Thorne R.M., Li W., Bortnik J., Turner D., Angelopoulos V. Modulation of plasmaspheric hiss intensity by thermal plasma density structure // Geophys. Res. Lett. V. 39. L14103. 2012. <https://doi.org/10.1029/2012GL052308>
- Cornilleau-Wehrlin N, Solomon J., Korth A., Kremser G. Experimental study of the relationship between energetic electrons and ELF waves observed on board GEOS: a support to quasi-linear theory // J. Geophys. Res. V. 90. P. 4141–4154. 1985.
- Cornilleau-Wehrlin N, Solomon J., Korth A., Kremser G. Non-stationary effects in wave-particle interactions during storm sudden commencements (SSC) // Physica Scripta. V. 37. P. 437–442. 1988.
- Funsten H.O. et al. Helium, Oxygen, Proton, and Electron (HOPE) Mass Spectrometer for the Radiation Belt Storm Probes Mission // Space Sci. Rev. V. 179. P. 423–484. 2013. <https://doi.org/10.1007/s11214-013-9968-7>
- Gail W.B., Carpenter D.L. Whistler induced suppression of VLF noise // J. Geophys. Res. V. 89. P. 1015–1022. 1984.
- He Y. et al. Van Allen Probes observation and modeling of chorus excitation and propagation during weak geomagnetic activities // J. Geophys. Res.: Space Physics. V. 120. P. 6371–6385. 2015. <https://doi.org/10.1002/2015JA021376>
- Helliwell R.A. Whistlers and Related Ionospheric Phenomena. Stanford Univ. Press. Stanford, CA. 1965.
- Helliwell R.A., Mende S.B., Doolittle J.H., Armstrong W.C., Carpenter D.L. Correlations between  $\lambda 4278$  optical emissions and VLF wave events observed at  $L \sim 4$  in the Antarctic // J. Geophys. Res. V. 85. P. 3376–3386. 1980.
- Karpman V.I., Istomin Ja.N., Shklyar D.R. Nonlinear theory of quasi-monochromatic whistle-mode packet in inhomogeneous plasma // Plasma Physics. V. 16. P. 685–703. 1974.
- Kennel C.F., Petschek H.E. Limit of stably trapped particle fluxes // J. Geophys. Res. V. 71(1). P. 1–28. 1966.
- Kletzing C.A., Kurth W.S., Acuna M. et al. The electric and magnetic field instrument suite and integrated studies (EMFISIS) on RBSP // Space Sci. Rev. V. 179. № 1–4. P. 127–181. 2013. <https://doi.org/10.1007/s11214-013-9993-6>
- Li W. et al. An unusual enhancement of low-frequency plasmaspheric hiss in the outer plasmasphere associated with substorm-injected electrons // Geophys. Res. Lett. V. 40. P. 3798–3803. 2012. <https://doi.org/10.1002/grl.50787>
- Shklyar D., Matsumoto H. Oblique whistler-mode waves in the inhomogeneous magnetospheric plasma: Resonant interactions with energetic charged particles // Surv. Geophys. V. 30(2). P. 55–104. 2009.