

РАДИОИЗЛУЧЕНИЕ ШИРОКИХ АТМОСФЕРНЫХ ЛИВНЕЙ В КИНЕТИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ

Г. А. Гусев, З. Г. Гусева

Проведен расчёт радиоизлучения электронного избытка заряда широкого атмосферного ливня (ШАЛ) в кинетической модели развития каскада, когда в отличие от прежних моделей рассчитывается излучение каждого избыточного электрона ливневого диска с учётом их пространственного распределения в диске, эволюции диска вдоль трека ШАЛ, энергетического спектра и многократного рассеяния. Найдены спектры радиоизлучения на расстояниях 100 и 800 м от оси ШАЛ вертикального падения.

Ключевые слова: радиоизлучение ШАЛ, кинетическая модель, электронный избыток заряда, энергетический спектр, диаграмма направленности, длина когерентности, многократное рассеяние.

В настоящее время (см. обзоры [1, 2]) метод радиодетектирования стал частью традиционных установок для экспериментальных исследований широких атмосферных ливней (ШАЛ) от космических лучей и нейтрино высоких энергий. Поэтому теоретические расчёты, ориентированные на эти эксперименты, весьма актуальны.

Теория явления рассматривалась в работах [3, 4]. Недавно нами опубликована работа [5], в которой проанализированы недостатки макроскопических моделей, в которых с ливневым диском, движущимся со скоростью, близкой к скорости света, вдоль оси ШАЛ в геомагнитном поле, связывается распределённый поперечный по отношению к оси ШАЛ и движущийся практически со скоростью света распределённый дрейфовый ток, избыток электронов и поперечно ориентированный распределённый диполь.

Как и в работе [5], мы рассматриваем излучение избытка заряда. Решение сложной задачи нахождения избытка электронов в широком энергетическом интервале от 0.15 до 900 МэВ, было дано в работе [6]. В ней были использованы все известные эффекты

генерации электронов и позитронов ливневыми частицами, возникающими в рамках кинетической каскадной теории ШАЛ [7].

Отметим, что упрощенное представление об избытке заряда в обычных феноменологических моделях как о переменном заряде, движущемся со скоростью света вдоль всей траектории ШАЛ, очень неточно и недостаточно для расчёта излучения из-за неучёта приведенных ниже моментов. В действительности избыточные электроны движутся независимо от источника с различными скоростями, несколько меньшими скорости света, под разными углами и тормозятся в среде, при этом они имеют разные пробеги и подвержены многократному рассеянию. Поэтому все они излучают по-разному, и расчёт по простым макроскопическим моделям без учёта разных индивидуальных параметров избыточных электронов и их распределений по энергии и пространству может приводить к значительным ошибкам.

В данной работе на основе кинетической каскадной теории ШАЛ [7] мы рассмотрим механизм излучения отрицательного избытка заряда, рассматривая излучение каждого электрона избытка заряда со всего трека ШАЛ. Также учитывается поперечное пространственное распределение электронов в “диске” ШАЛ, пренебрегая его кривизной и переменной толщиной. Радиационные потери избыточных электронов и выбивание ими вторичных δ -электронов не учитываются в силу малости этих эффектов.

Следуя работе [5], будем рассматривать простейший случай вертикального падения ШАЛ, выбирая на Земле систему координат с центром в точке падения ШАЛ (оси) и с осью Oz , направленной вдоль вертикали, и горизонтальной осью абсцисс Ox , направленной по горизонтали, и пусть антенна находится на оси абсцисс на расстоянии d от начала координат.

В работе [5], имея ввиду расчёты для сравнительно низких частот, предложен следующий алгоритм. Сначала в заданной точке на расстоянии d от оси ШАЛ на заданной частоте f выполняется расчёт амплитуды электрического поля излучения избыточных электронов в “диске” с части трека ШАЛ длиной, равной радиационной длине $l_{\text{rad}}(Z)$, соответствующей некоторой высоте Z . Расчёт основан, как упоминалось, на кинетической теории развития каскада [7], с учётом всех основных эффектов, влияющих на излучение электронов, кроме излучения при рождении и остановке избыточных электронов. Затем суммируются поля со всех частей трека с учётом фазовых набегов относительно фазового центра, соответствующего середине отрезка $l_{\text{rad}}(Z_{\text{max}})$, находящегося в точке максимума каскадной кривой Z_{max} (возраст ливня $s = 1$).

В этой работе главная часть расчёта – это вычисление 5-кратного интеграла методом Монте-Карло (МК). Программы писались на языке МАТЛАБ. Использовалась формула Тамма [8] для вычисления электрического поля излучения электрона с некоторой энергией на частоте f , на которой возможно излучение Вавилова–Черенкова. Выполняется интегрирование по энергии излучающих электронов W_e , по поперечным расстояниям r избыточных электронов от оси ШАЛ, по полярным углам φ цилиндрически-симметричного поперечного распределения электронов, по полярным углам многократного рассеяния электронов θ_s и по соответствующим азимутам φ_s . Энергетический спектр избыточных электронов брался в виде степени энергии избыточного электрона $W_e^{-1.8}$ при энергиях менее 50 МэВ и $W_e^{-2.5}$ при больших энергиях, что с хорошей точностью соответствует расчётам работы [6] на всём рассматриваемом энергетическом интервале интегрирования.

Пробег электрона зависит от энергии сложным образом. Используя экспериментальные данные, для подгонки мы разбили всю область учитываемых энергий в интервале от 0.15 до 900 МэВ на два интервала, в каждом из которых использовали разные интерполяционные формулы для экспериментальных величин при нормальном давлении. Зависимость длины свободного пробега $l(W_e)$ избыточного электрона от его энергии W_e представляется приближёнными формулами:

$$l(W_e) = (0.526W_e - 0.75) \cdot 300 \text{ м}/37 \text{ при } 0.15 < W_e < 50, \quad (1)$$

$$l(W_e) = l(50) \cdot (W_e/50)^{0.93 - \lg(W/50)} \text{ при } 50 < W_e < 900. \quad (2)$$

Здесь энергия избыточных электронов выражена в МэВ. Для расчётов использовалась неоднородная атмосфера согласно средней экспоненциальной модели для плотности воздуха. Эта же средняя модель использовалась и для показателя преломления атмосферы (на поверхности $n(0) = 1.0003$) с характерной высотой $H_0 = 7.25$ км

$$n(z) = 1 + 0.0003 \cdot \exp(-z/H_0). \quad (3)$$

Используя формулы (3)–(9) работы [5] и формулы (1)–(3), разработаны пакеты программ: простейших для низких частот и небольших расстояний менее 100 м от оси ШАЛ и более сложных – для высоких частот и больших расстояний более 100 м.

Все расчёты проводились в предположении, что первое взаимодействие реализуется после прохождения $90 \text{ г}/\text{см}^2$, что для использованной модели атмосферы и вертикального падения ШАЛ соответствует высоте 17.4 км. Учитывается излучение с части трека

длиной 13 радиационных длин $l_{\text{rad}}(Z)$ от минимальной высоты $Z = 768$ м до максимальной – $Z = 6260$ м. Интегрирование по поперечному расстоянию r от оси ШАЛ ограничивалось на расстоянии 600 м. В простом алгоритме берётся 13 отрезков трека ШАЛ с разными длинами, равными $l_{\text{rad}}(Z)$, где $l_{\text{rad}}(Z)$ – радиационная длина и Z – высота середины отрезка. Расчёты показали, что этот простой алгоритм достаточен для низких частот меньше 20 МГц на малых и больших расстояниях вплоть до расстояния 800 м. Для больших расстояний от оси ШАЛ и частот более 20 МГц нужен более сложный алгоритм. Он требует делать разбиение каждого отрезка на соответствующее число частей (в нашем случае 10), так что с высокой точностью учитывается зависимость параметров модели от высоты и потери когерентности при сложении излучения с каждого отрезка. Мы ограничились предельной высотой 6260 м, при которой добавка к полю от вклада последнего отрезка оказывается порядка 1%. Затраты времени на расчёты с использованием сложного алгоритма оказываются весьма значительными.

Приведём основные результаты расчёта частотного спектра электрического поля для двух случаев: 1) расстояния от оси ШАЛ $d = 100$ м в диапазоне частот от 20 до 300 МГц и 2) расстояния $d = 800$ м в диапазоне частот от 20 до 91 МГц. Во втором случае пришлось ограничить диапазон частот из-за того, что при расстояниях $d = 800$ м при частотах более 90 МГц точность сильно уменьшается. Поэтому для продвижения в область более высоких частот и больших расстояний нужно дальнейшее усовершенствование метода (МК), так как использованный классический метод (МК) теряет устойчивость и даёт очень большие ошибки.

Прежде всего, отметим, что разбиение всего трека ШАЛ на конечное число отрезков и вычисление их отдельных вкладов в полный сигнал с параллельным вычислением коэффициента потери когерентности, рассчитываемого с помощью формулы (9) работы [5], позволяет видеть явно величины вкладов отдельных отрезков, сам процесс сложения (интерференции) вкладов и его зависимость от частоты и расстояния d до оси ШАЛ. Так, для частот в интервале 2–20 МГц потери когерентности малы, особенно при малых расстояниях d , а длина когерентности порядка 10 км. С ростом частоты уменьшается длина когерентности, и потери когерентности нарастают, особенно при больших d , поэтому для частот более 20 МГц мы всюду используем более сложный алгоритм. Точность расчёта для больших частот существенно меньше, чем для малых, поэтому приходится при больших d ограничиться максимальной частотой 91 МГц.

Важным следствием является сильное влияние расстояния d (геометрия распространения сигнала) от оси ШАЛ на процесс интерференции вкладов отдельных частей

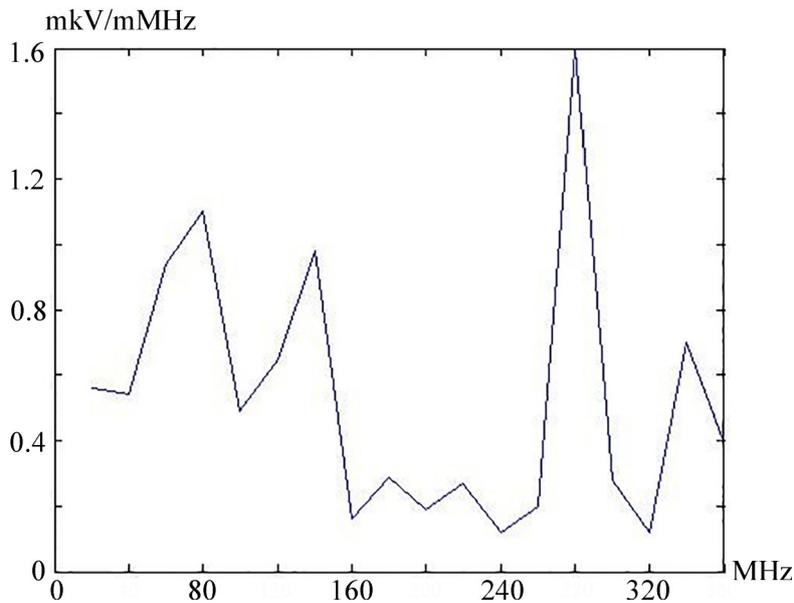


Рис. 1: Спектр в интервале частот от 20 до 360 МГц с разрешением 20 МГц для расстояния от оси ШАЛ $d = 100$ м. По оси ординат отложена спектральная плотность в единицах $\text{МкВ}/\text{м}\cdot\text{МГц}$.

трека ШАЛ. Спектр радиоизлучения ШАЛ меняется с изменением расстояния d , как если бы происходило изменение спектра излучения источника.

Как видно из рис. 1, зависимость огибающей спектральной плотности, построенной по точкам через 20 МГц, на расстоянии $d = 100$ м имеет довольно значительный максимум в интервале 40–90 МГц. Затем спектральная плотность медленно падает с отдельными выбросами на частотах вблизи 140, 270 и 340 МГц. Эти выбросы при более подробном расчёте оказываются весьма узкими (4–6 МГц). Из рис. 2 видно, что спектр на больших расстояниях $d = 800$ м сильно отличается от спектра на малых расстояниях, он приблизительно линеен вплоть до частоты 80 МГц.

Отметим сравнительно медленное спадание поля с расстоянием от оси ШАЛ. Так, на частоте 40 МГц при увеличении расстояния в 8 раз поле спадает приблизительно в 8 раз, а на частоте 60 МГц – в 6 раз. Ещё медленнее поле спадает на частоте 90 МГц (в 1.6 раза). На малых расстояниях на частотах 90, 91 и 92 МГц поле ведёт себя плавно, величины, соответственно, 0.49, 0.45 и 0.42 $\text{МкВ}/\text{м}\cdot\text{МГц}$, а изрезанность возникает при более высоких частотах.

Обсудим вопрос о точности расчётов. Точность кинетической теории НКГ [7] вряд ли может быть более 10%, к тому же есть неопределённость высоты первого взаимо-

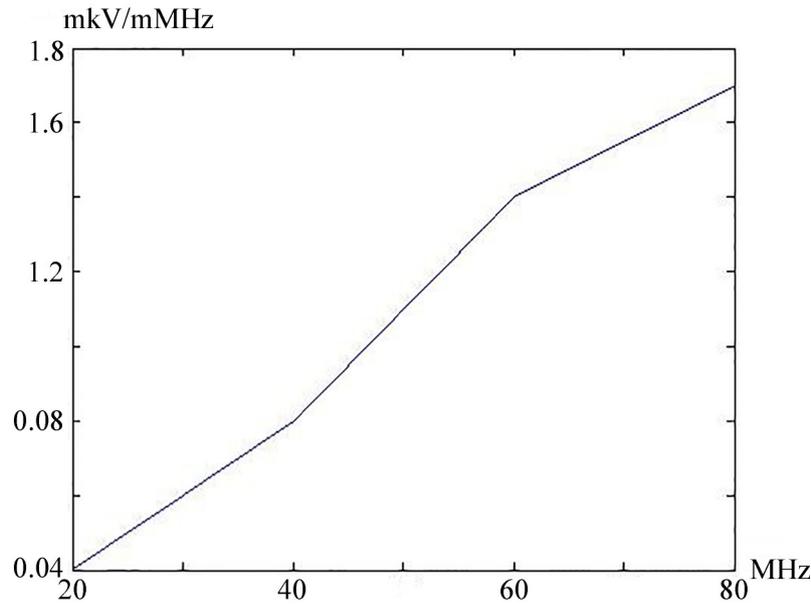


Рис. 2: Спектр в интервале частот от 20 до 80 МГц с разрешением 20 МГц для расстояния от оси ШАЛ $d = 800$ м. По оси ординат отложена спектральная плотность в единицах $\text{МкВ}/\text{м}\cdot\text{МГц}$.

действия первичной частицы и неопределённости моделей при сверхвысоких энергиях. В принципе, возможно изучить влияние параметров модели НКГ, а также параметров в формулах (1), (2) для пробега электронов и характерной высоты атмосферы H_0 в формуле (3), а также искривление реальной траектории электрона из-за многократного рассеяния, что потребовало бы больших дополнительных исследований. В качестве примера было изучено влияние верхнего предела интегрирования по поперечному радиусу r избыточных электронов на величину поля. Так, разница результатов для поля в случае пределов интеграла 600 и 450 м зависит от частоты и находится в интервале значений 1–6%.

Что касается точности вычисления поля на разных частотах и расстояниях, то при $d = 100$ м для частот 40–80 МГц стандартное отклонение меньше 9%, для частот 80–100 МГц оно меньше 23%, для частот более 120 МГц точность низка для малых амплитуд в пределах 0.2–0.4 $\text{МкВ}/\text{м}\cdot\text{МГц}$ и оказывается на уровне 70–80% (на частоте 260 МГц даже 150%) и сравнительно велика для больших амплитуд в пределах 0.8–1.6 $\text{МкВ}/\text{м}\cdot\text{МГц}$ (на уровне 30–40%), а на частоте 160 МГц даже 12%. При расстоянии $d = 800$ м стандартное отклонение сравнительно велико даже на частотах 40, 60 МГц и достигает 36 и 38%, соответственно.

Точность формулы Тамма [7], дающей поле в дальней волновой зоне, является достаточной. Однако для самых низких частот ниже 10 МГц и на малых высотах для малой части избыточных электронов, находящихся на самых близких расстояниях от оси ШАЛ, точность невелика. Но их вклад мал по сравнению с главным вкладом от остальной, большей части трека.

В работе [9] было проведено сравнение результатов расчётов по двум моделям REAS 3 и MGMR для механизма излучения избытка заряда без магнитного поля для энергии первичной частицы 10^{17} эВ в случае вертикального падения и для двух расстояний $d = 100$ м и $d = 800$ м. Сравнение наших результатов с более точной моделью REAS 3 для $d = 100$ м на частоте 20 МГц даёт совпадение с точностью до 7%, на частоте 40 МГц – 10%, на частоте 60 МГц наш результат больше в 2.7 раза, на частоте 100 МГц – в 2.6 раза, на частоте 200 МГц – в 2.9 раза. На расстоянии $d = 800$ м в нашей модели поле на частоте 20 МГц больше в 20 раз, на частоте 40 МГц – в 27 раз, на частоте 60 МГц – в 35 раз, на частоте 80 МГц – в 45 раз. На наш взгляд, это связано с тем, что многократное рассеяние избыточных электронов приводит к эффективному уширению суммарной диаграммы направленности электронов диска ШАЛ в указанном диапазоне частот, которая для моделей [9] очень узкая и тем уже, чем больше частота, поэтому расхождение максимально на 80 МГц.

В заключение отметим, что предложенный кинетический подход, использующий каскадную теорию ШАЛ НКГ [9] и учитывающий излучение избыточных электронов, их энергетический спектр и многократное рассеяние, занимает промежуточное положение между макроскопическими модельными подходами и микроскопическими численными методами, основанными на методе МК, учитывающем весь процесс развития ШАЛ и суммирующем излучение всех электронов и позитронов [10, 11]. В рамках предложенного подхода можно рассмотреть и все другие механизмы радиоизлучения ШАЛ.

Авторы выражают благодарность В. А. Рябову за обсуждение постановки задачи и результатов расчётов.

Л И Т Е Р А Т У Р А

- [1] T. Huege, Phys. Rep. **620**, 1 (2016). DOI: 10.1016/physrep.2016.02.001.
- [2] F. G. Schröder, Progr. Part. and Nucl. Phys. **93**, 1 (2017). DOI: 10.1016/j.pnpnp.2016.12.002.

- [3] В. А. Царёв, В. А. Чечин, Краткие сообщения по физике ФИАН **36**(3), 9 (2009). DOI: 10.3103/S1068335609030026.
- [4] В. А. Царёв, В. А. Чечин, Краткие сообщения по физике ФИАН **36**(3), 20 (2009). DOI: 10.3103/S1068335609030038.
- [5] Г. А. Гусев, З. Г. Гусева, Краткие сообщения по физике ФИАН **47**(2), 12 (2020). DOI: 10.3103/S1068335620020050.
- [6] В. М. Карташев, П. С. Кизим, В. Е. Ковтун и др., Космічна наука і технологія **16**(3), 3 (2010).
- [7] K. Kamata and J. Nishimura, Progr. Theoret. Phys. Suppl. № 6, 93 (1958). <https://doi.org/10.1143/PTPS.6.93>.
- [8] I.E. Tamm, J. Phys. **1**, 439 (1939).
- [9] T. Huege, V. Ludwig, O. Scholten, and R. D. de Vries, NIMA **662**, 179 (2012). <https://doi.org/10.1016/j.nima.2010.11.041>.
- [10] T. Huege, M. Ludwig, and C. James, AIP Conf. Proc. **1535**, 128 (2013). <https://doi.org/10.1063/1.4807534>.
- [11] J. Alvarez-Muniz, W. R. Carvalho, and E. Zas, Astropart. Phys. **35**, 325 (2012). <https://doi.org/10.1016/j.astropartphys.2011.10.005>.

Поступила в редакцию 17 августа 2021 г.

После доработки 30 мая 2022 г.

Принята к публикации 2 июня 2022 г.