

АСТРОНОМИЯ И ФИЗИКА КОСМОСА

УДК 537.591

**О СПЕКТРЕ ГЕОМАГНИТНОГО РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ
ШИРОКИХ АТМОСФЕРНЫХ ЛИВНЕЙ
В КИНЕТИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ**Г. А. Гусев¹, З. Г. Гусева²

Проведен расчёт геомагнитного радиоизлучения широкого атмосферного ливня (ШАЛ) в кинетической модели, когда в отличие от прежних моделей рассчитывается излучение каждого электрона и позитрона 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 вертикального ШАЛ в диапазоне частот 40 – 340 МГц с разрешением 20 МГц.

Ключевые слова: радиоизлучение ШАЛ, кинетическая модель, геомагнитное радиоизлучение, энергетический спектр, диаграмма направленности, многократное рассеяние.

В настоящее время метод радиодетектирования (см. обзоры [1–4]) показал свою эффективность в экспериментальных исследованиях широких атмосферных ливней (ШАЛ) от космических лучей и нейтрино высоких энергий. Поэтому актуальны теоретические исследования различных механизмов радиоизлучения ШАЛ, в том числе и для развития новых аналитических подходов, позволяющих глубже понять роль различных физических процессов. В этой связи интересны работы [5, 6]. В опубликованных работах [7–9] проанализированы недостатки макроскопических аналитических моделей и приведены аргументы в пользу кинетической модели расчёта излучения от каждой каскадной заряженной частицы. Существенно то, что частицы имеют разные энергии

¹ ФИАН, 119991 Россия, Москва, Ленинский пр-т, 53; e-mail: gusevgag@mail.ru.

² Институт земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн им. Н.В. Пушкова РАН, 108840 Россия, Москва, г. Троицк, Калужское ш., 4.

и движутся под разными углами к оси ШАЛ [7–9], испытывая многократное рассеяние. Полное поле находится суммированием полей всех частиц с учётом фазового набегу от точки излучения до точки приёма при распространении в слабонеоднородной атмосфере.

Следуя подходу работ [7–9], рассмотрим геомагнитный механизм радиоизлучения, в котором рассчитывается излучение поперечных токов ливневых частиц, порождаемых силой Лоренца. Распределение ливневых частиц берётся из [10], а его зависимость от высоты учитывалась в рамках экспоненциальной модели атмосферы согласно формуле (1) работ [8, 9]. Излучением избыточных электронов здесь пренебрегаем. За основу возьмём элементарный поперечный ток электронно-позитронной пары, рождаемой фотоном. Важно, что вклады в излучение от продольных компонент их токов с точностью до малого дипольного вклада компенсируются, а излучение поперечных токов пары с той же точностью складывается. Дипольное излучение пары, связанное с продольными скоростями электрона и позитрона, мало по параметру, равному отношению расстояния между ними D к расстоянию от источников излучения R до антенны. Это отдельный механизм излучения ШАЛ, который мы здесь не рассматриваем.

Столкновения ливневых частиц с молекулами воздуха приводят к многократному рассеянию, в результате чего в конце треков, где энергия порядка 1 МэВ, происходит существенное искривление трека. К этому же приводит и рост поперечной компоненты скорости частиц. Спрямяющий траекторию отрезок прямой, излучение с которого можно с достаточной точностью описывать формулой Тамма [11], укорачивается в сравнении с длиной пробега частицы. Можно показать, что вклад с заключительной сильно искривлённой малой части трека мал по сравнению с вкладом от главной, более длинной и слабо искривлённой части трека. Это легко доказать, представляя трек суммой двух спрямляющих отрезков и применяя на каждом достаточно точную формулу Тамма, и учесть, что поле пропорционально длине отрезка. Поэтому мы принимаем модель, в которой оставляем главный вклад в излучение только с первого отрезка, полярный угол которого приблизительно вдвое меньше, чем полный угол рассеяния, если всю траекторию частицы спрямлять одним отрезком. Что касается влияния на фазу поля, при получении формулы Тамма добавки поперечной скорости к продольной, близкой к скорости света, то независимо от величины поперечной добавки из-за релятивистского закона сложения скоростей полная скорость увеличивается слабо, а потому это влияние мало.

Чтобы учесть эффект уменьшения излучения, связанный с многократным рассеянием, мы будем уменьшать длину спрямляющего отрезка по сравнению с пробегом, в среднем на 10%, если энергия частицы меньше 50 МэВ, и на 5% – для больших энергий, а полный угол многократного рассеяния при данной энергии уменьшать вдвое. При больших энергиях это приведёт к некоторому занижению мощности излучения, а при малых – к завышению, так что при интегрировании по всем энергиям эти систематические ошибки практически компенсируются. При укорочении спрямляющего отрезка при малых энергиях на 20% интегральное поле во всей полосе частот уменьшается по сравнению с вариантом укорочения на 10% на величину в пределах статистической погрешности.

Такая модель работает тем лучше, чем рождённая пара дальше от антенны. В этом случае при распространении сигналов от расходящихся электрона и позитрона от области генерации излучения до антенны их фазовый набег меньше, благодаря чему также лучше компенсируется и излучение от продольной компоненты токов электрона и позитрона.

При вычислении поперечного тока частицы надо учитывать, что её поперечная скорость растёт линейно со временем от нуля до максимального значения в конце излучающего отрезка. В результате среднее значение тока равно половине максимального. Максимальный ток пропорционален пробегу частицы, то есть растёт с её энергией и с высотой рождения пары из-за уменьшения плотности воздуха. Бралась экспоненциальная модель неоднородной атмосферы из работ [8, 9]. Эта же модель использовалась и для показателя преломления.

Как и в работах [7–9], будем рассматривать простейший случай вертикального падения ШАЛ, выбирая на Земле для расчёта поля излучения вблизи антенны систему координат с центром в точке пересечения оси ШАЛ с поверхностью Земли и с осью z , направленной вдоль вертикали, и осью абсцисс x , направленной по горизонтали в плоскости падения ШАЛ, например, на восток. Как величина геомагнитного поля, так и его направление зависит от места расположения установки. В расчётах мы полагаем величину магнитного поля $B = 0.4$ Гс, его угол с вертикалью $\theta_B = \pi/6$ и азимутальный угол $\varphi_B = \pi/4$, то есть будем считать, что так подобрано географическое положение установки. Пусть антенна находится на оси абсцисс на расстоянии d от начала координат (от оси ШАЛ). В этой системе координат ливневые частицы движутся под разными полярными углами θ_s и азимутами φ_s , поэтому поперечные токи частиц имеют три компоненты, что утраивает вычислительные затраты по сравнению с механизмом радиоизлучения

избыточными электронами без учёта геомагнитного поля. Величины этих токов зависят от величины геомагнитного поля, его направления (углы θ_B и φ_B), и от величины и направления скорости частиц и их пробега. Что касается пробега ливневых частиц, то зависимость пробега от энергии и плотности атмосферы принималась такой же, как и в работах [8, 9]. Подчеркнём, что в нашей модели не вычисляется макроскопический поперечный ток, как это делается в макроскопической модели [3] с использованием параметризации поперечного тока из моделирования Монте-Карло развития каскада. В спокойных условиях отсутствия атмосферных электрических полей приходится вводить семь параметров, в грозовых – десять [3]. Здесь мы ограничиваемся только спокойными условиями.

Как и в работах [7–9], все расчёты проводились для энергии первичной частицы 10^{17} эВ и в предположении, что первое взаимодействие первичной частицы с молекулами воздуха реализуется после прохождения 90 г/см^2 , что для использованной модели атмосферы и вертикального падения ШАЛ соответствует высоте 14.4 км. Интегрирование по поперечному расстоянию r в ливневом диске ограничивалось расстоянием 450 м, а интегрирование по энергии частиц – верхним пределом, равным 900 МэВ.

Что касается точности результатов в целом, надо иметь в виду, что точность кинетической теории развития каскада вряд ли больше 10%, хотя есть экспериментальные работы, претендующие на точность совпадения теории и эксперимента порядка 5%. Точность формулы Тамма [11], использованной для расчёта поля излучения частицы с конечного отрезка, с точки зрения применимости длинноволновой асимптотики Фраунгофера достаточна для всех рассматриваемых нами частот и расстояний от источника до антенны. Так как при получении формулы Тамма для каждой частицы используется своя система координат, в которой ось z параллельна скорости частицы, то перед сложением полей от всех частиц необходим переход для каждой частицы в наземную систему координат, который достигается двумя поворотами: вокруг оси y на угол $\theta_s/2$ и вокруг оси z на угол φ_s . Здесь угол $\theta_s/2$ – полярный угол спрямляющего отрезка, а φ_s – его азимут.

Приведём основные результаты расчёта спектральной плотности амплитуды электрического поля. Сначала дадим огибающую спектра с разрешением 20 МГц в полосе частот 40–340 МГц при регистрации на расстояниях 100 и 800 м от оси ШАЛ.

На рис. 1 представлены спектры радиоизлучения в интервале частот от 40 до 340 МГц при моделировании регистрации спектральной плотности на каждой частоте в полосе 1 МГц с разрешением 20 МГц для двух расстояний: 100 и 800 м от оси

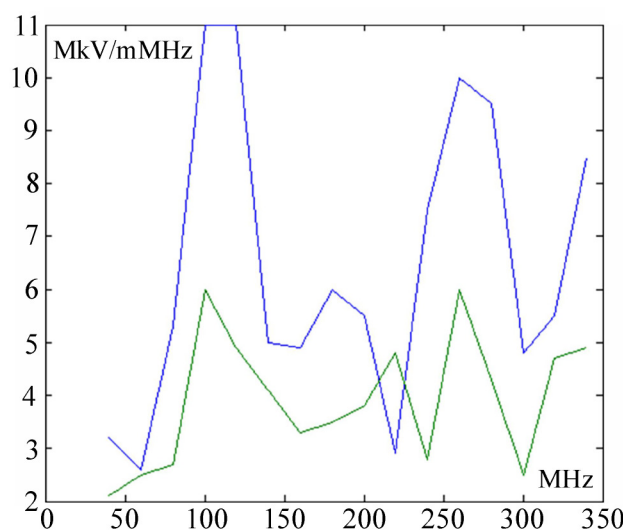


Рис. 1: Огибающие спектральной плотности сигнала с разрешением 20 МГц в интервале частот от 40 до 340 МГц при регистрации на расстояниях 100 и 800 м от оси ШАЛ, соответственно, кривые 1, 2.

ШАЛ. В интервале частот 80–120 МГц и в интервале 260–360 МГц на расстояниях 100 и 800 м поле имеет значительные максимумы. Эти максимумы обусловлены как неравномерными по частоте статистическими ошибками, так и зависящей от частоты интерференцией вкладов с разных участков трека ШАЛ. Что касается спада поля на отдельных частотах с расстоянием от оси ШАЛ, то из рис. 1 видно, что имеет место падение спектральной плотности с расстоянием на частоте 100 МГц в 1.9 раза с уменьшением расстояния в 8 раз, а на частоте 280 МГц – в 1.7 раза.

Рассмотрим более подробно вопрос об ошибках расчётов. Так как во всех экспериментах регистрация осуществляется в широкой полосе, то мы не будем приводить промежуточные результаты для отдельных частот, а дадим только интегральные результаты для разных диапазонов частот. Так, рассмотрим 2 диапазона с полосой частот шириной 80 МГц: 40–120 МГц и 240–320 МГц. Результат интегрирования спектральной плотности по частоте методом трапеций в диапазоне 40–120 МГц при регистрации на расстоянии 100 м даёт величину поля 410 мкВ/м и стандартное отклонение в процентах от этой величины на уровне 6%, а в диапазоне 240–320 МГц – соответственно, 760 мкВ/м и 11%, то есть поле в высокочастотном диапазоне и статистические ошибки больше в 1.8 раза. На расстоянии 800 м результаты таковы: в интервале частот 40–120 МГц поле составляет 290 мкВ/м и стандартное отклонение в процентах от этой величины на

уровне 14% и в диапазоне 240–320 МГц – соответственно, 406 мкВ/м и 17%, то есть поле в 1.4 раза больше, а статистические ошибки в 1.2 раза больше. Что касается спада поля от расстояния, то для низкочастотного диапазона имеет место спадание поля в 1.8 раза, а для высокочастотного – в 1.9 раз, то есть неожиданно слабое для обоих диапазонов. В то же время статистические ошибки на больших расстояниях хоть и больше, но всё ещё не столь велики. Как отмечалось, с ростом полосы регистрации статистические ошибки уменьшаются.

Сравним результаты для мощности излучения при геомагнитном механизме и механизме электронного избытка [8, 9] для двух рассмотренных диапазонов частот. В диапазоне 40–120 МГц при регистрации на расстоянии 100 м в случае избытка заряда величина поля составляет 57 мкВ/м и стандартное отклонение в процентах от этой величины на уровне 8%, в диапазоне 240–320 МГц – соответственно, 59 мкВ/м и 9%. Как видим, геомагнитный механизм для выбранной геометрии геомагнитного поля даёт на расстоянии 100 м электрическое поле в первом диапазоне в 7.2 раз больше, а во втором – в 6.9 раза больше, а статистические ошибки приблизительно в два раза меньше. На расстоянии 800 м результаты для механизма электронного избытка таковы: в интервале частот 40–120 МГц поле составляет 5 мкВ/м и стандартное отклонение в процентах от этой величины на уровне 18%, то есть поле в 58 раз меньше, а статистические ошибки больше в 1.3 раза, в интервале частот 240–320 МГц – соответственно, 13 мкВ/м и 24%, то есть поле в 31 раз меньше, а ошибки в 1.4 раза больше. Таким образом, на малых расстояниях механизм электронного избытка для выбранной геометрии магнитного поля даёт ощутимый вклад, а на больших – его вклад пренебрежимо мал. Что касается спада поля от расстояния, то для низких частот имеет место спадание поля в 11.4 раза при увеличении расстояния в 8 раз, а для высоких – в 4.5 раза, то есть спадание поля на высоких частотах в 2.5 раза меньше. В то же время статистические ошибки на больших расстояниях хоть и больше, чем на малых, но всё ещё не столь велики. Таким образом, вклад механизма электронного избытка на больших расстояниях хоть и увеличивается при больших частотах, но остаётся пренебрежимо малым.

В заключение отметим, что предложенный кинетический подход, использующий данные каскадной теории и учитывающий реальное движение электронов, занимает промежуточное положение между феноменологическими модельными подходами и микроскопическими численными методами, основанными на Монте-Карло кодах [12, 13], учитывающих весь процесс развития ШАЛ и излучение всех частиц 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] O. Scholten, T. W. G. Trinh, K. D. de Vries, B. V. Hare, Phys. Rev. D **97**, 023005 (2018). <https://doi.org/10.1103/Phys.Rev.D97.023005>.
- [4] A. Corstanje, S. Buitink, M. Desmet, et al., JINST **18**, 2 (2023). DOI: 10.1088/1748-0221/18/09/009005.
- [5] В. А. Царёв, В. А. Чечин, Краткие сообщения по физике ФИАН **36**(3), 9 (2009). DOI: 10.31103/S10683356090300026.
- [6] В. А. Царёв, В. А. Чечин, Краткие сообщения по физике ФИАН **36**(3), 20 (2009). DOI: 10.3103/S1068335609030038.
- [7] Г. А. Гусев, З. Г. Гусева, Краткие сообщения по физике ФИАН **47** (2), 12 (2020). DOI:10.3103/S1068335620020050.
- [8] Г. А. Гусев, З. Г. Гусева, Краткие сообщения по физике ФИАН **49**(7), 29 (2022). DOI: 10.3103/S1068335622070028.
- [9] Г. А. Гусев, З. Г. Гусева, Краткие сообщения по физике ФИАН **50**(11), 17 (2023). DOI: 10.3103/S1068335623110040.
- [10] K. Kamata, J. Nishimura, Progr. Theoret. Phys. Suppl. № 6, 93 (1958). <https://doi.org/10.1143/PTPS.6.93>.
- [11] I. E. Tamm, J. Phys. **1**, 439 (1939). <https://doi.org/10.1063/1.4807534>.
- [12] T. Huege, M. Ludwig, C. James, AIP Conf. Proc. **1535**, 128 (2013). <https://doi.org/10.1063/1.4807534>.
- [13] J. Alvarez-Muniz, W. R. Carvalho, E. Zas, Astropart. Phys. **35**, 325 (2012). <https://doi.org/10.1016/j.astropartphys.2011.10.005>.

Поступила в редакцию 8 марта 2024 г.

После доработки 25 апреля 2024 г.

Принята к публикации 26 апреля 2024 г.