

АНАЛИЗ АТМОСФЕРНЫХ ВСПЫШЕК ГАММА-ИЗЛУЧЕНИЯ, ЗАРЕГИСТРИРОВАННЫХ В БЛИЖНЕМ КОСМОСЕ, С УЧЕТОМ ТРАНСПОРТА ФОТОНОВ В АТМОСФЕРЕ

Л. П. Бабич, Е. Н. Донской, И. М. Куцык*

*Российский федеральный ядерный центр –
Всероссийский научно-исследовательский институт экспериментальной физики
607188, Саров, Нижегородская обл., Россия*

Поступила в редакцию 10 декабря 2007 г.

Методом Монте-Карло выполнено численное моделирование транспорта в атмосфере тормозного излучения лавин релятивистских убегающих электронов до высот орбит искусственных спутников Земли, с бортов которых зарегистрированы вспышки гамма-излучения земного происхождения (TGF, terrestrial γ -ray flashes). В зависимости от высоты z источника фотонов (лавины) над поверхностью Земли вычислены удельный ток и угловое распределение фотонов на полусфере радиусом, близким к радиусу орбит. Зависимости носят общий характер и рекомендуются для интерпретации натурных исследований TGF. Определены значения z и полярного угла, для которых рассчитанные спектры тормозного излучения и средние энергии фотонов согласуются с данными измерений TGF. Выполнен анализ корреляции TGF с изменениями вертикальной составляющей дипольного момента грозового облака. Показано, что в согласии с данными натурных наблюдений заряды грозовых облаков, в поле которых способны развиваться лавины, достаточно мощные, чтобы обеспечить наблюдаемые TGF, могут быть значительно меньше 100 Кл, а корреляция TGF с высотными оптическими явлениями Blue Jets и Red Sprites не обязательна.

PACS: 92.60.Pw, 52.80.Mg

1. ВВЕДЕНИЕ

Вспышки γ -излучения земного происхождения (TGF, terrestrial γ -ray flashes), зарегистрированные с бортов искусственных спутников Земли (ИСЗ) Compton Gamma Ray Observatory (CGRO) в эксперименте BATSE [1, 2] и Reuven Ramaty High Energy Solar Spectroscopic Imager (RHESSI) [3], связываются с грозовой активностью тропосферы и интерпретируются в рамках механизма электрического пробоя атмосферы, включающего генерацию лавин релятивистских убегающих электронов (ЛРУЭ) [4–8]. Анализу TGF и вычислениям их характеристик с целью выяснения локализации их источников, связи с типами облаков и характеристиками разрядов молнии посвящен ряд исследований, выполнено численное моделирование транспорта фотонов методом Монте-Карло, позволяющим получить наиболее точ-

ные характеристики (см. [5, 6, 9–21] и цитированную литературу).

В предыдущих работах нашей группы [16–20] характеристики TGF (числа фотонов и спектры на высоте орбит CGRO и RHESSI, длительность γ -импульсов) рассчитаны на основании распределений убегающих электронов (УЭ) в пространстве, времени и по энергиям, которые были получены в результате численного моделирования восходящего атмосферного разряда (ВАР) в самосогласованном электрическом поле в рамках последовательно гидродинамического приближения и многогруппового подхода к кинетике ЛРУЭ. Для источника излучения использовались зависимости распределений фотонов по энергиям и углам от «перенапряжения» $\delta = eE/F_{min}P$, вычисленные моделированием лавин и их тормозного излучения методом Монте-Карло по усовершенствованной программе ЭЛИЗА, учитывающей все возможные взаимодействия фотонов, электронов и позитронов с веществом [22–24]. Здесь $F_{min} = 218$ кэВ/м·атм — минимальное значение си-

*E-mail: babich@elph.vniief.ru

лы трения $F(\varepsilon)$, действующей на УЭ с энергией ε вследствие взаимодействия с молекулами, P — локальное давление воздуха, выраженное в атмосферах. Как и в работах других групп [5, 6, 9, 10, 13, 14], прохождение фотонов через атмосферу до спутников моделировалось в приближении «прямопробежных» (line-of-sight) фотонов, которое предполагает прямолинейное распространение, экспоненциальное поглощение с постоянным коэффициентом ослабления, равным коэффициенту ослабления для средней энергии эмитированного фотона ε_{emis} , пренебрежение угловым рассеянием на пути распространения. Вычисления в работах [18–20] выполнены для нескольких значений функции распределения фотонов источника по углам и трех вариантов ориентации спутника относительно источника TGF.

С другой стороны, в работах [15, 21] транспорт фотонов из источника, локализованного в окрестности вершины ВАР, до высоты орбиты RHESSI, моделировался непосредственно методом Монте-Карло, но в рамках крайне упрощенной модели ВАР и постоянного в пространстве и времени источника γ -излучения.

В настоящей работе излагаются результаты исследования TGF, включающего численное моделирование транспорта фотонов из области разряда в ближний космос до высот орбит CGRO и RHESSI, но, в отличие от работ [15, 21], в рамках более адекватной модели ВАР, для чего использованы распределения УЭ в пространстве и времени, полученные моделированием ВАР в самосогласованном поле [16, 17, 20].

2. МЕТОД МОДЕЛИРОВАНИЯ

Исследование транспорта фотонов велось по программе ЭЛИЗА (см. [22–24]) в следующей постановке. Предполагалось, что поток УЭ распространяется симметрично оси z , проходящей через центр Земли (рис. 1), а угол α между направлением средней скорости УЭ, совпадающим с направлением электрической силы $-e\mathbf{E}$, и осью z равен нулю. Поскольку размеры поперечного сечения ВАР много меньше расстояния до спутника, для всех точек сечения направление на спутник и расстояние до него полагались одинаковыми. В процессе моделирования УЭ с известным распределением по энергиям и углам относительно оси, задаваемой углом α , стартовали на высоте z относительно поверхности Земли. Чтобы избежать неоправданного увеличения времени счета, использованы не 10-групповые локальные нестационарные

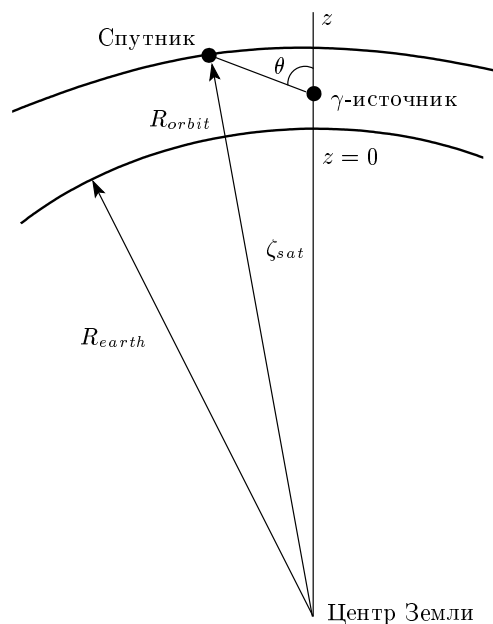


Рис. 1. Геометрия расчетной области и ориентация спутника относительно источника TGF

распределения УЭ по энергиям, полученные моделированием ВАР [16–20], а вычисленные ранее по программе ЭЛИЗА установившиеся распределения для различных значений δ [22, 23]. Траектории электронов прослеживались до столкновения с излучением фотона. Для источника фотонов использовались распределения тормозного излучения по углам и энергиям и скорость излучения фотонов, вычисленные в работе [24] для тех же значений δ , что и для электронов. Траектория фотона прослеживалась до пересечения с полусферой, симметричной относительно оси z , с радиусом, практически равным радиусу орбиты спутника $R_{orbit} = R_{earth} + H_{sat}$, где R_{earth} — радиус Земли, H_{sat} — высота спутника над поверхностью Земли (500 км [1, 3]). Поверхность полусферы разбита на 32 зоны, отвечающие разным интервалам полярного угла ζ между осью z и лучом, проведенным из центра Земли к середине зоны. Угол θ между осью z и направлением на спутник из точки z , где локализован источник, связан с углом ζ соотношением

$$\sin \theta = \frac{R_{orbit} \sin \zeta}{\sqrt{R_{orbit}^2 + R_z^2 - 2R_{orbit}R_z \cos \zeta}}, \quad (1)$$

где $R_z = R_{earth} + z$.

В работе [15] моделирование TGF выполнено для нескольких значений E/P (кВ/м·атм) и для нескольких значений высоты их источника над уровнем моря. Для сравнения с данными наблюдений использо-

вались результаты, полученные для 400 кВ/м·атм. Поскольку вблизи высотного максимума, до которого усиливается ЛРУЭ, перенапряжение мало и близко к $\delta \approx 2$, а энергетические распределения УЭ и фотонов тормозного излучения слабо зависят от δ [22–24], мы выполнили моделирование только для $\delta = 2$ (соответствует 436 кВ/м·атм) и нескольких значений высоты источника z .

3. УДЕЛЬНЫЙ ТОК И УГЛОВОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ФОТОНОВ

Первичным результатом моделирования явились значения удельного тока фотонов $C_i(z)$ через зону i полусферы в расчете на один УЭ, излучающий на высоте z над поверхностью Земли, которая варьировалась в интервале от 8 до 70 км. Величина C_i имеет размерность 1/с·электрон, $i \in [1, 32]$ — номер зоны на полусфере.

Для интерполяции и дальнейшего использования результатов моделирования удобно ввести суммарный удельный ток фотонов

$$C(z) = \sum_{i=1}^{32} C_i(z) \quad (2)$$

и угловое распределение фотонов (1/стерадиан) по полусфере

$$I(z, \zeta) = \frac{C_i(z)}{\Delta\Omega_i C(z)}, \quad (3)$$

нормированное на единицу:

$$\int I(z, \zeta) d\Omega = 2\pi \int_{-1}^1 I(z, \zeta) d\cos\zeta = 1.$$

Для углового распределения удобна аппроксимация

$$\lg I(z, \zeta) = \begin{cases} A(z) - B(z)\zeta, & \zeta \leq \zeta_0(z), \\ C(z) - D(z)\zeta, & \zeta_0(z) < \zeta \leq \zeta_{max}(z), \end{cases} \quad (4)$$

где угол ζ измеряется в радианах; $\zeta_{max}(z) \approx \arccos(R_z/R_{orbit})$ — максимальное значение ζ , обусловленное экранированием поверхности сферы Земли, получающееся из формулы (1) при $\theta \approx \pi/2$; ζ_0 — значение ζ , при котором «сшиваются» аппроксимирующие функции (4).

В табл. 1, 2 приведены удельный ток через полусферу $C(z)$ фотонов всех энергий как прямопробежных, так и рассеянных, и коэффициенты аппроксимации (4) для углового распределения, соответствующего высоте старта УЭ z .

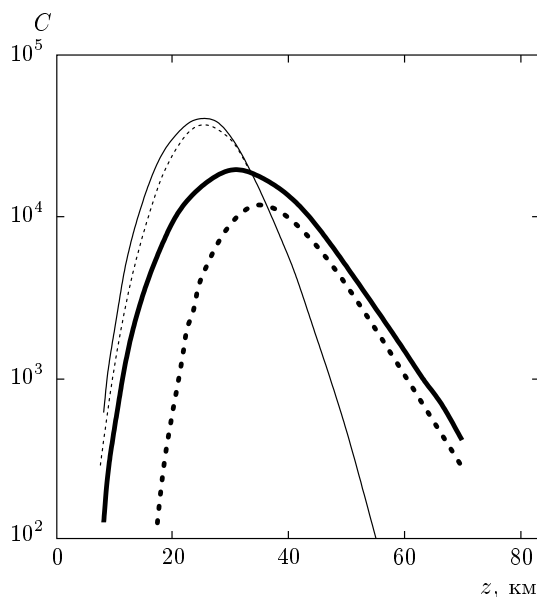


Рис. 2. Зависимости от высоты удельного тока прямопробежных (жирные линии) и рассеянных (тонкие линии) фотонов в диапазонах чувствительности детекторов BATSE (CGRO) 20 кэВ–1 МэВ (пунктирные линии) и RHESSI 20 кэВ–20 МэВ (штрихпунктирные линии)

На рис. 2 представлены зависимости удельного тока $C(z)$ прямопробежных и рассеянных фотонов на высоте орбит спутников CGRO и RHESSI от высоты источника фотонов с энергиями в диапазонах чувствительности детекторов RHESSI и CGRO (BATSE). Если источник расположен ниже высоты $z = 35$ км, то в токе доминирует вклад рассеянных фотонов. Так, при $z = 10$ – 15 км удельный ток $C(z)$ рассеянных фотонов, способных достигнуть высоты орбит спутников, превосходит ток прямопробежных фотонов на порядок и более. Зависимости доли прямопробежных фотонов от высоты источника z и углового положения спутника относительно оси z (рис. 1) иллюстрируются на рис. 3. При больших высотах z источника вклад этих фотонов преобладает и уменьшается с уменьшением высоты z , особенно вдали от оси симметрии разряда.

Угловые распределения $I(z, \zeta)$ по сфере прямопробежных и рассеянных фотонов сильно различаются. Распределение прямопробежных фотонов гораздо уже распределения всех фотонов (рис. 4). Угловое распределение прямопробежных фотонов совпадает с угловым распределением фотонов источника, которое, в свою очередь, определяется угловым распределением электронов. То обстоятельство, что угловая апертура потока рассеянного излучения гораздо больше апертуры потока прямопробежных

Таблица 1. Удельный ток C (2) всех фотонов всех энергий через полусферу радиусом $R_{orbit} = R_{earth} + H_{sat}$, где $H_{sat} = 500$ км [1, 3], и аппроксимационные коэффициенты для углового распределения $I(z, \zeta)$ (4) при $\delta(z) = 2$

z , км	$C(z)$, $10^3/\text{с}\cdot\text{электрон}$	A	B	C	D	$\zeta_0(z)$, рад	$\zeta_{max}(z)$, рад
8	0.76						0.384
10	2.44	2.37	17	1.7	10	0.096	0.384
15	15.6	2.55	21	1.68	10	0.079	0.384
20	40.1	2.55	21	1.68	10	0.079	0.384
25	56.8						0.384
30	50.4	2.4	18	1.54	9	0.096	0.384
40	19.5	2.5	20.5	1.34	8.5	0.096	0.384
50	5.68	2.56	21	0.93	6.7	0.113	0.384
60	1.56						0.384
70	0.42						0.384

Таблица 2. Удельный ток C (2) всех фотонов всех энергий через полусферу радиусом $R_{orbit} = R_{earth} + H_{sat}$, где $H_{sat} = 500$ км [1, 3], и аппроксимационные коэффициенты для $I(z, \zeta)$ (4) в интервале энергетических каналов 1–4 детектора BATSE на борту CGRO (20–1000 кэВ) при $\delta(z) = 2$

z , км	$C(z)$, $10^3/\text{с}\cdot\text{электрон}$	A	B	C	D	$\zeta_0(z)$, рад	$\zeta_{max}(z)$, рад
8	0.28						0.384
10	0.96	1.95	10	1.95	10	0.0445	0.384
15	7.14	1.95	10	1.95	10	0.0445	0.384
20	24.4	1.95	10	1.95	10	0.0445	0.384
25	40.5						0.384
30	38.6	2.24	16.5	2	11.1	0.0445	0.384
40	15.6	2.5	20	1.6	9	0.079	0.384
50	4.42	2.56	21	1	7	0.113	0.384
60	1.14						0.384
70	0.28						0.384

фотонов, является свидетельством того, что апертура рассеянного потока определяется не начальным распределением фотонов источника, а столкновениями фотонов с молекулами воздуха. Угловое распределение фотонов зависит от высоты источника. С ростом высоты распределение рассеянных фотонов приближается к изотропному. Распределение прямопробежных фотонов довольно слабо меняется в области малых углов, но его апертура резко возрастает в области больших углов, что связано с вариацией оптической толщины атмосферы в разных направлениях.

4. СРАВНЕНИЕ С ДАННЫМИ ИЗМЕРЕНИЙ TGF С БОРТОВ СПУТНИКОВ CGRO И RHESSEI

Результаты выполненных расчетов транспорта фотонов можно использовать для вычисления спектров, средней энергии и числа фотонов N_γ , «зарегистрированных» детекторами с бортов CGRO [1] и RHESSEI [3], и сопоставления с результатами измерений. Для адекватного сравнения N_γ с данными измерений необходимо знание как ориентации спутников относительно источников TGF и плоско-

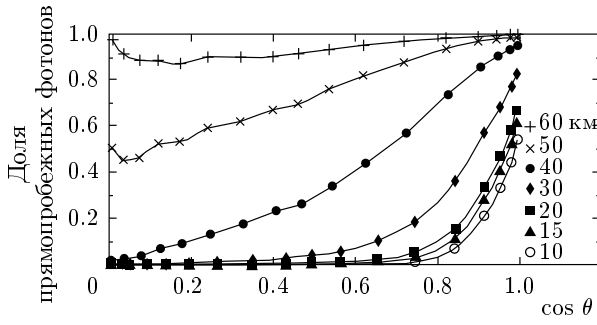


Рис. 3. Зависимости доли прямопробежных фотонов от угловой ориентации спутника относительно источника для разных высот источника z

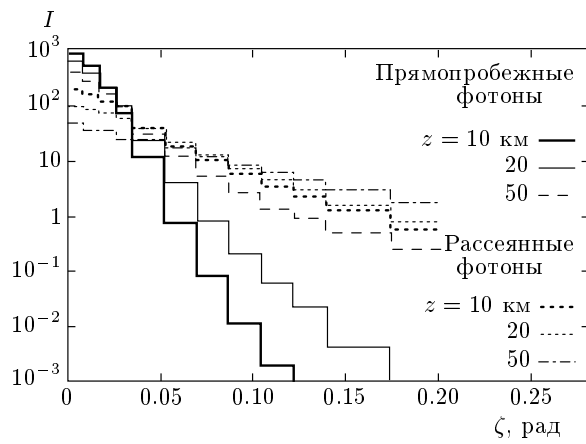


Рис. 4. Угловое распределение прямопробежных и рассеянных фотонов по полусфере для разных высот источника z

сти детекторов относительно потоков фотонов, которые являются неопределенными, так и знание пространственно-временного распределения абсолютно числа УЭ, генерируемых конкретными природными разрядами, которое может быть получено только численным моделированием ВАР в поле априорно задаваемой конфигурации зарядов грозового облака, не обязательно соответствующей конфигурациям, ответственным за наблюдавшиеся TGF.

Если известно пространственно-временное распределение объемной концентрации УЭ $n_{run}(\mathbf{r}, t)$, то источник, локализованный в интервале $[z, z + dz]$, обеспечивает следующее число фотонов на детекторе спутника, находящегося в i -й зоне ($\zeta_i = \zeta_{sat}$), в предположении ортогональности плоскости детектора лучу, проведенному из центра Земли к спутнику (рис. 1):

$$dN_\gamma(\zeta_{sat}) = \frac{\Delta\Omega_{det}}{\Delta\Omega_i} C_i(z)g(z) dz, \quad (5)$$

где

$$g(z) = 2\pi \int_0^{t_{max}} dt \int_0^{r_{max}} n_{run}(z, r, t)r dr, \quad (6)$$

$$z \in [H_{cl}, H_{max}]$$

— интеграл по времени от линейной концентрации УЭ [20],

$$\Delta\Omega_{det} = 2\pi \sin \zeta_{sat} \Delta\zeta_{det} = \frac{S_{det}}{R_{orbit}^2},$$

S_{det} — площадь поверхности детектора, $\Delta\Omega_i = 2\pi \sin \zeta_i \Delta\zeta_i$ — телесный угол, под которым видна i -я зона из центра Земли, H_{cl} — высота расположения верхнего заряда Q_{cl} грозового облака, в поле которого развивается ВАР. Размеры $H_{max} = 74$ км, $r_{max} = 30$ км и время $t_{max} = 3.5$ мс ограничивают соответствующую расчетную область по вертикали, горизонтали и продолжительность расчета ВАР в работах [18–20].

Полное число фотонов, падающих на детектор, вычисляется как интеграл

$$N_\gamma(\zeta_{sat}) = \int_{H_{cl}}^{H_{max}} dN_\gamma(\zeta_{sat}) = \Delta\Omega_{det} \int_{H_{cl}}^{H_{max}} C(z)I(z, \zeta_{sat})g(z) dz. \quad (7)$$

Для оценки чисел фотонов, зарегистрированных с бортов спутников CGRO и RHESSI, воспользуемся ранее вычисленными распределениями концентрации УЭ $n_{run}(z, r, t)$ [16, 17, 20]. Результаты оценки представлены в табл. 3, 4.

Согласно табл. 3, вычисленные в работах [18, 20] числа фотонов N_γ , «зарегистрированные» в эксперименте BATSE (CGRO), меньше чисел N_γ только прямопробежных фотонов, вычисленных в настоящей работе, для всех конфигураций, задаваемых величиной верхнего заряда облака, его высотой (Q_{cl}, H_{cl}) и $\cos \zeta_{sat}$. Для всех конфигураций при $\cos \zeta_{sat} = 1$ разница несущественна, но увеличивается с уменьшением $\cos \zeta_{sat}$, причем для малых Q_{cl} и H_{cl} и достаточно малых значений $\cos \zeta_{sat}$ различие велико.

Поскольку числа «зарегистрированных» фотонов, вычисленные для больших зарядов Q_{cl} и высот H_{cl} с учетом транспорта в атмосфере, оказались

Таблица 3. «Зарегистрированные» с борта CGRO числа фотонов, рассчитанные в интервале 1–4 каналов детектора BATSE (20–1000 кэВ) [1, 2]; $H_{sat} = 500$ км, $S_{det} = 0.2$ м², $\delta = 2$

Q_{cl}, H_{cl} [20]	$\cos \theta$	Число фотонов N_γ		
		[20]	Настоящая работа	
			Прямопробежные фотоны	Все фотоны
200 Кл, 14 км	1	$2.9 \cdot 10^5$	$3.1 \cdot 10^5$	$7.8 \cdot 10^5$
	0.7	$4.4 \cdot 10^3$	$5.3 \cdot 10^3$	$1.3 \cdot 10^5$
	0.5	$3.8 \cdot 10^2$	$6.6 \cdot 10^2$	$9.3 \cdot 10^4$
130 Кл, 14 км	1	$6.0 \cdot 10^4$	$5.8 \cdot 10^4$	$3.5 \cdot 10^5$
	0.7	550	700	$7.8 \cdot 10^4$
	0.5	38	71	$2.5 \cdot 10^4$
100 Кл, 10 км	1	9.3	8.9	$1.2 \cdot 10^4$
	0.7	$3.2 \cdot 10^{-4}$	$1.1 \cdot 10^{-2}$	$3.5 \cdot 10^3$
	0.5	$6.8 \cdot 10^{-7}$	$4.0 \cdot 10^{-4}$	$1.2 \cdot 10^3$
Эксперимент [1]		~ 50–800		

Таблица 4. «Зарегистрированные» с борта RHESSI числа фотонов, рассчитанные в интервале чувствительности детектора (20–20000 кэВ); $H_{sat} = 500$ км, $S_{det} = 0.025$ м², $\delta = 2$

Q_{cl}, H_{cl} [20]	$\cos \theta$	Число фотонов N_γ	
		Прямопробежные фотоны	Все фотоны
200 Кл, 14 км	1	$2.9 \cdot 10^5$	$2.6 \cdot 10^5$
	0.84	$1.1 \cdot 10^4$	$5.5 \cdot 10^4$
	0.74	$2.1 \cdot 10^3$	$2.7 \cdot 10^4$
	0.49	114	$5.4 \cdot 10^3$
130 Кл, 14 км	1	$1.7 \cdot 10^5$	$4.2 \cdot 10^5$
	0.84	$5.0 \cdot 10^3$	$3.5 \cdot 10^4$
	0.74	770	$1.7 \cdot 10^4$
	0.49	19	$3.4 \cdot 10^3$
100 Кл, 10 км	1	9.6	$1.8 \cdot 10^4$
	0.84	0.23	$2.0 \cdot 10^3$
	0.74	0.03	949
	0.49	$3.0 \cdot 10^{-4}$	180
Эксперимент [3]		~ 30–100	

много больше фактически измеренных N_γ , возможна генерация фотонов разрядами, переносящими меньшие заряды, меньшей пространственной протяженности и локализованными на меньших высотах, нежели разряды, для которых выполнено моделирование. Следовательно, в согласии с выводами, сде-

ланными из анализа результатов наблюдений TGF и Red Sprites [13, 25, 26], заряд облака Q_{cl} , необходимый для генерации ЛРУЭ, достаточно мощных, чтобы обеспечить наблюдаемое число γ -квантов в TGF, может быть значительно меньше 100 Кл, а корреляция TGF с высотными оптическими явлениями

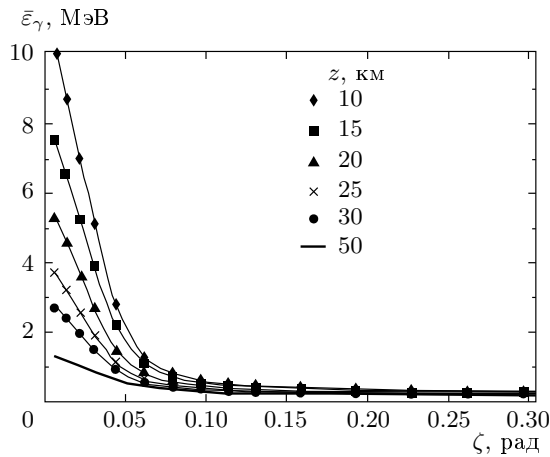


Рис. 5. Зависимости средней энергии «зарегистрированных» фотонов от полярного угла для разных высот источника z

Blue Jets и Red Sprites, для моделирования которых изначально [27] выбраны конфигурации с довольно большими зарядами Q_{cl} (см. также [12, 28] и цитированную литературу), необязательна.

Представляет интерес сравнение рассчитанных спектров и средних энергий фотонов на полусфере с экспериментальными данными RHESSI о спектрах и средних энергиях фотонов TGF [3].

Сравним рассчитанную и измеренную средние энергии. Усреднение может выполняться по фотонам одной TGF, чему далее соответствует знак усреднения в виде черты. На рис. 5 приведены зависимости рассчитанной средней энергии «зарегистрированных» фотонов $\bar{\epsilon}_\gamma(z, \zeta)$ от полярного угла ζ для разных высот источника z . Средняя энергия фотонов в TGF, зарегистрированных с борта RHESSI [3], находится в интервале $\bar{\epsilon}_\gamma \in [\epsilon_{min}, \epsilon_{max}]$, где $\epsilon_{min} \approx 0.25$ МэВ, $\epsilon_{max} \approx 4.5$ МэВ. Вычисленные значения $\bar{\epsilon}_\gamma(z, \zeta)$ для всех значений угла ζ и высоты z превосходят величину 0.17 МэВ, близкую к ϵ_{min} . Средняя рассчитанная энергия может превышать ϵ_{max} , если источник находится в интервале высот 10–20 км, при этом $\zeta < 0.035$ рад. Однако наиболее вероятный угол $\langle \zeta \rangle$, под которым фотоны достигают полусферы, для этих высот находится в интервале 0.054–0.065 рад (см. табл. 5), т. е. $\langle \zeta \rangle$ существенно больше 0.035 рад. Поэтому события с энергиями фотонов $\bar{\epsilon}_\gamma > 4.5$ МэВ, которые оказываются в малом диапазоне углов $\langle \zeta \rangle$, могли отсутствовать в наблюдавшемся ограниченном числе TGF (приблизительно 80 [3]).

В то же время наблюдение событий со средней

Таблица 5. Зависимости «наиболее вероятного угла» фотона на полусфере и соответствующей средней энергии от высоты источника

z , км	$\langle \zeta \rangle$, рад	$\bar{\epsilon}_\gamma(z, \langle \zeta \rangle)$, МэВ
8	0.052	2.2
10	0.054	2.1
12.5	0.058	1.6
15	0.058	1.5
17.5	0.061	1.1
20	0.063	0.9
25	0.065	0.55
30	0.064	0.53
40	0.055	0.59
50	0.048	0.52
60	0.049	0.49
70	0.051	0.42

энергией 4.5 МэВ накладывает определенные ограничения, в частности, для этих случаев необходимо, чтобы источник TGF находился ниже 20 км, что делает невозможным его локализацию на высотах Red Sprites.

Приведенное в работе [3] распределение фотонов по энергиям характеризуется величиной средней энергии $\bar{\epsilon}_\gamma \approx 1.6$ МэВ, ближе всего к которой значение $\bar{\epsilon}_\gamma(z, \langle \zeta \rangle)$, получающееся в наших расчетах при $z \approx 12.5$ км. Если предположить равновероятное распределение положения спутника по поверхности сферы, то среднее значение энергии зарегистрированных фотонов оказывается равным $\bar{\epsilon}_\gamma(z, \langle \zeta \rangle)$. Однако представляется невозможным априорно оценить распределение этой вероятности.

Возможно усреднение энергии не в отдельной вспышке, а по всем фотонам, достигающим поверхности сферы. В этом случае ниже используется знак усреднения $\langle \dots \rangle$. Приведенная на рис. 6 зависимость средней энергии фотонов от z , получающаяся усреднением по телесному углу

$$\langle \epsilon_\gamma(z) \rangle = 2\pi \int \bar{\epsilon}_\gamma(z, \zeta) I(z, \zeta) d \cos \zeta,$$

вполне согласуется с результатами измерений: $\bar{\epsilon}_\gamma \in [\epsilon_{min}, \epsilon_{max}]$, где $\epsilon_{min} \approx 0.25$ МэВ, $\epsilon_{max} \approx 4.5$ МэВ [3].

Сравним с экспериментом [3] рассчитанные энергетические распределения «зарегистрированных» фотонов. Конечно, в связи с неопределенностью

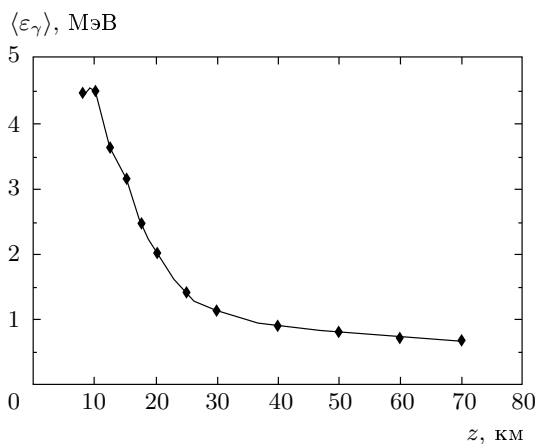


Рис. 6. Зависимость от высоты источника усредненной по телесному углу средней энергии «зарегистрированных» фотонов

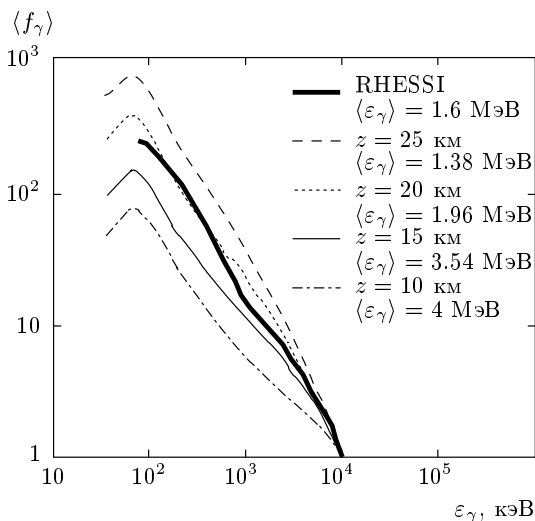


Рис. 7. Усредненные по поверхности полусферы энергетические распределения фотонов для различных высот источника z

условий эксперимента, прежде всего, электрических характеристик грозовых облаков, положения спутника и ориентации поверхности детектора относительно источника TGF, вычисленные распределения не могут быть тождественны усредненному распределению фотонов, полученному по данным RHESSI, но представляют определенный интерес. На рис. 7 представлены усредненные по поверхности полусферы энергетические распределения фотонов $\langle f(\varepsilon_\gamma) \rangle$ для нескольких значений высоты источника z . Наилучшее согласие измеренного и рассчитанного распределений достигается при $z = 20$ км.

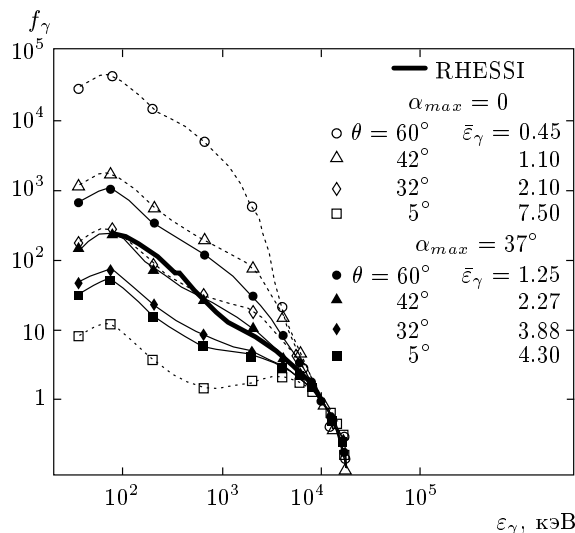


Рис. 8. Зависимости энергетического распределения фотонов от угловой ориентации спутника относительно источника для двух значений угловой апертуры электронов источника α_{max} . Высота источника $z = 15$ км, $\bar{\varepsilon}_\gamma$ выражена в МэВ

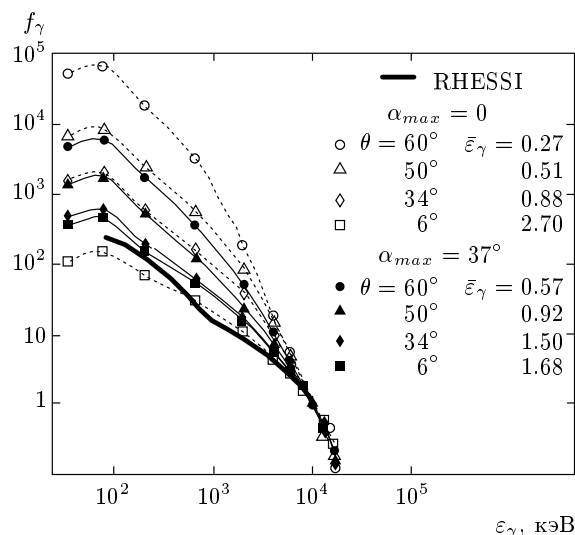


Рис. 9. Зависимости энергетического распределения фотонов от угловой ориентации спутника относительно источника для двух значений угловой апертуры электронов источника α_{max} . Высота источника $z = 30$ км, $\bar{\varepsilon}_\gamma$ выражена в МэВ

Выполнены расчеты распределения по углам и энергиям фотонов в одной вспышке, достигших сферы, для разных высот источника z . Полученные распределения $f(\varepsilon_\gamma, \theta, z)$ в диапазонах высот $z = 10-20$ км и $z = 30-60$ км близки, поэтому

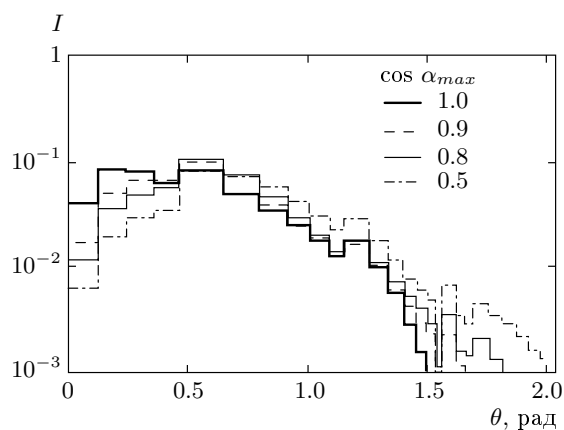


Рис. 10. Зависимости распределения фотонов от угловой ориентации спутника относительно источника и угловой апертуры электронов источника α_{max}

на рис. 8, 9 иллюстрируются распределения только для $z = 15, 30$ км и нескольких значений угла θ между вертикалью и направлением из источника на спутник (см. рис. 1 для $\alpha_{max} = 0$). За единицу принято значение $f(\varepsilon_\gamma)$ при $\varepsilon_\gamma = 1$ МэВ. Для высот $z = 10\text{--}20$ км наилучшее согласие с экспериментом достигается в интервале углов $\theta = 32^\circ\text{--}42^\circ$. Средняя энергия $\bar{\varepsilon}_\gamma(z, \theta)$ для этих значений z и θ находится в диапазоне 1.1–2.2 МэВ, что согласуется с данными RHESSI. Для высот 30–60 км наилучшее согласие достигается при $\theta = 6^\circ\text{--}34^\circ$: энергия $\bar{\varepsilon}_\gamma(z, \theta) = 0.88\text{--}2.7$ МэВ.

Энергетические распределения фотонов сильно зависят от угла θ , изменяясь в области малых энергий на три порядка при варьировании угла θ от 0 до 45° . Наилучшее согласие с данными RHESSI [3] достигается в диапазоне высот источника 10–20 км при $\theta = 32^\circ$ и в диапазоне 30–60 км при $\theta = 6^\circ$.

5. ВЛИЯНИЕ ОТКЛОНЕНИЯ ВЕКТОРА ЛОКАЛЬНОЙ СРЕДНЕЙ СКОРОСТИ ЭЛЕКТРОНОВ ОТ ВЕРТИКАЛИ

Как указано выше, моделирование транспорта фотонов по программе ЭЛИЗА выполнялось для $\alpha = 0$, т. е. направление локальной средней скорости электронов во всех точках разряда совпадает с направлением оси z (рис. 1), которая в этом случае является осью симметрии углового распределения УЭ.

Для оценки влияния направления средней скорости УЭ источника в разных точках разряда были выполнены приближенные расчеты методом

Монте-Карло, основанные на результатах, полученных по программе ЭЛИЗА, не требующие больших затрат машинного времени для моделирования транспорта фотонов в атмосфере. Предполагалось, что $\cos \alpha$ равномерно распределен в интервале $[\cos \alpha_{max}, 1]$. Полярный угол α , характеризующий направление оси симметрии потока УЭ относительно оси z (рис. 1), и полярный угол θ_γ , характеризующий положение эмитированных фотонов на полусфере относительно оси симметрии потока УЭ, разыгрывались случайным образом. В сферической системе координат полярный угол θ , характеризующий положение фотона на полусфере относительно оси z выражается обычным образом через углы α , θ_γ и соответствующие азимутальные углы для электрона φ_e и фотона φ_γ (см., например, [9]):

$$\cos \theta = \cos \alpha \cos \theta_\gamma + \sin \alpha \sin \theta_\gamma \cos(\varphi_e - \varphi_\gamma). \quad (8)$$

Предполагалось, что распределение фотонов на полусфере по углу θ_γ относительно оси симметрии потока УЭ во всех случаях совпадает с распределением фотонов по углу θ , полученным по программе ЭЛИЗА. Таким образом, было найдено распределение фотонов для разных высот источника z с учетом углового распределения УЭ. Очевидно, что реальное распределение фотонов должно быть уже, так как расчеты выполнены без учета усиления поглощения фотонов при $\alpha \neq 0$ за счет увеличения оптической толщины слоя атмосферы. Поэтому подобное моделирование справедливо для не очень больших значений углов α_{max} .

Результаты расчетов иллюстрируются на рис. 10, откуда следует вывод, что при угловом распределении электронов с $\alpha_{max} \leq 37^\circ$ итоговое угловое распределение фотонов не слишком отличается от распределения, полученного выше по программе ЭЛИЗА для $\alpha = 0$, которое, следовательно, может быть использовано для расчетов N_γ при $\alpha \neq 0$.

Интересно исследовать влияние углового распределения УЭ на энергетический спектр фотонов. Для этого методом Монте-Карло выполнены аналогичные расчеты для каждой из принятых в работе [20] одиннадцати энергетических групп фотонов в диапазоне 20 кэВ–15 МэВ. На рис. 8, 9 сравниваются спектры фотонов, полученные для $\alpha_{max} = 0$ и 37° . Видно, что при $\alpha_{max} = 37^\circ$ разброс спектров для разных значений угла θ оказывается значительно меньше, чем при $\alpha_{max} = 0$, и в целом спектры оказываются ближе к результатам измерений RHESSI [3]. Для высоты $z = 15$ км наилучшее согласие достигается при $\cos \theta = 0.65$, для $z = 30$ км — при $\cos \theta = 1$.

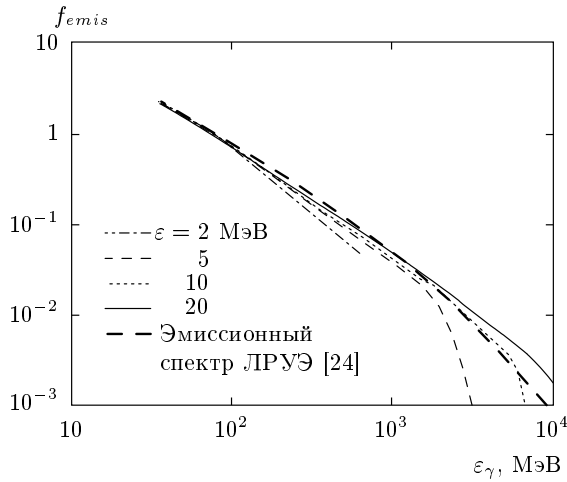


Рис. 11. Сравнение энергетических распределений тормозного излучения моноэнергетичных электронов с энергией ε и излучения ЛРУЭ [22, 23]

6. ОБ АЛЬТЕРНАТИВНЫХ МОДЕЛЯХ

Удельный ток $C(z)$ и угловое распределение $I(z, \zeta)$ фотонов получены в предположении, что за TGF отвечает тормозное излучение восходящих лавин релятивистских электронов в поле грозового облака. Альтернативным может быть объяснение TGF [13] в рамках классического механизма лидерного пробоя атмосферы [29] в предположении убегающего [30] и ускорения электронов в области усиленного поля на фронте лидера. Распределение УЭ по энергиям на фронте лидера и, следовательно, спектр тормозного излучения могут отличаться от распределения УЭ по энергиям и спектра тормозного излучения ЛРУЭ. На рис. 11 универсальный, т.е. практически не зависящий от δ , спектр тормозного излучения ЛРУЭ, вычисленный по программе ЭЛИЗА [24], сравнивается со спектром тормозного излучения пучка моноэнергетичных электронов, вычисленным по общеизвестным формулам (например, [31]). За единицу принят спектр при $\varepsilon_\gamma = 75$ кэВ. Видно, что спектры сильно отличаются друг от друга лишь при энергиях фотонов, близких к энергии электронов пучка. Кроме того, как показано выше, угловое распределение фотонов, вышедших за пределы атмосферы, в основном определяется процессами рассеяния и, следовательно, не зависит от углового распределения тормозного излучения источника. Поэтому функции $C(z)$ и $I(z, \zeta)$, полученные для тормозного излучения ЛРУЭ, применимы для анализа альтернативных моделей, но в соответствующих формулах для N_γ надо вместо

концентрации электронов ЛРУЭ использовать концентрацию электронов высоких энергий, получающуюся в рамках этих моделей.

7. АНАЛИЗ КОРРЕЛЯЦИИ TGF С ВАРИАЦИЯМИ ВЕРТИКАЛЬНОЙ СОСТАВЛЯЮЩЕЙ ДИПОЛЬНОГО МОМЕНТА ОБЛАКА

С помощью 1.5D-компьютерной модели VAR, разработанной в работах [28, 32, 33], выполнены расчеты параметров облака, обеспечивающих наблюдаемые TGF. Полагалось, что положительный заряд переносится с высоты H_{cl} на высоту H_{down} , так что $l_Q = H_{cl} - H_{down}$. Длительность разряда молнии, в котором аннигилируют заряды облака, $t_{light} = 1$ мс, ток молнии постоянен, $J = Q_{cl}/t_{light}$, а величина поляризационного заряда меняется по закону

$$q(t) = \begin{cases} Q_{cl}t/t_{light}, & t \leq t_{light}, \\ Q_{cl}, & t > t_{light}. \end{cases} \quad (9)$$

Поле поляризационных зарядов, остающихся после аннигиляции зарядов облака, моделировалось двумя плоско-параллельными заряженными дисками, расположенными на высотах H_{cl} и H_{down} . Из сравнения результатов моделирования VAR по последовательно 2D-гидродинамической модели [16, 17, 20] с результатами, полученными по 1.5D-модели [32, 33], следует, что радиус светящегося канала в 1.5D-модели занижен. В настоящей работе моделировались VAR малых масштабов, развивающиеся вблизи верхнего края облаков с малыми Q_{cl} , поэтому увеличение радиуса VAR с увеличением высоты, заложенное в 1.5D-модели [32, 33], исключено, и он принят равным R_{cl} .

Использован новый источник убегающих электронов в поле грозового облака, обусловленный космическим излучением $S_{run}(z, \delta)$ [34]. Флуоресценция воздуха вычислялась по методике, изложенной в работах [16, 17, 28, 33]. Первичным результатом расчетов явилась зависимость $n_{run}(z, t)$, по которой вычислялась функция (6):

$$g(z) = \pi R_{cl}^2 \int_0^{t_{max}} n_{run}(z, t) dt, \quad z \in [H_{cl}, H_{max}], \quad (10)$$

где t_{max} — длительность моделирования разряда (~ 10 мс), $H_{max} \approx 30$ км.

Из всех результатов проведенного моделирования в табл. 6 приведены результаты, полученные

Таблица 6. Яркость оптической флуоресценции над облаком $\langle J \rangle$ и «зарегистрированные» с борта ИСЗ CGRO (BATSE) и RHESSI количества γ -квантов N_γ , вычисленные для конфигураций с относительно малыми изменениями вертикального дипольного момента облака ΔM , коррелированными с TGF

Q_{cl} , Кл	H_{cl} , км	H_{down} , км	ΔM , Кл·км	R_{cl} , км	Δt_γ , мс	H_{run} , км	E_{max} , кВ/см	$\langle J \rangle$, рэлей	$\int_{H_{cl}}^{H_{max}} g(z) dz$, 10^{11} с	N_γ	
										CGRO	RHESSI
40	14	12	80	1.6	1.5	16.3	2.17	23000	1.96	665	627
40	12	10	80	1.45	0.8	13.8	2.74	43000	2.93	427	531
40	10	8	80	1.2	0.9	11.4	3.48	34000	1.51	86	128
38	14	12	76	1.6	3.5	16.4	2.06	7200	0.65	239	227
38	14	10	152	1.7	3.5	16.8	1.98	8900	0.96	381	350
38	12	8	152	1.5	0.4	14	2.8	106000	8.73	1370	1690
35	10	9	35	1.05	0.5	11.3	3.88	53000	1.85	92	144
29	10	8.5	43.5	1.05	0.65	11.3	3.81	35000	1.23	62	96
29	8	6	58	1.0	0.4	9.2	34.5	56000	1.7	54	97
27	10	8	54	1.05	0.6	11.3	3.83	41000	1.47	84	125
27	10	7	81	1.1	0.6	11.4	3.7	44000	1.79	102	152
25	10	5	125	1.1	1.2	11.5	3.57	28000	1.15	66	98
Эксперимент [1, 3]										~ 50–800	~ 30–100

Примечание. Разряд молнии переносит заряд Q_{cl} с высоты H_{cl} на высоту H_{down} , в результате чего дипольный момент изменяется на величину ΔM . R_{cl} — радиус диска, моделирующего заряд; Δt_γ — длительность γ -импульса; H_{run} — высота, на которой достигаются максимумы концентрации УЭ и яркости флуоресценции, E_{max} — максимальное значение напряженности электрического поля.

для конфигураций, удовлетворяющих следующим условиям.

1. Перенапряжение ограничено величиной $\delta = 7$, абсолютное значение напряженности поля $E \leq 3\text{--}4$ кВ/см [28].

2. Относительно небольшие значения заряда облака Q_{cl} , соответствующие небольшим изменениям вертикальной составляющей дипольного момента $\Delta M = Q_{cl}l_Q$, с которыми, согласно [13, 25, 26], коррелированы TGF.

3. Длительность вычисленного импульса γ -излучения ограничена зарегистрированной длительностью TGF $\Delta t_\gamma = 1\text{--}3$ мс [1–3].

4. Вычисленное число фотонов N_γ , достигающих детекторов BATSE и RHESSI, должно согласовываться с экспериментальными данными: $N_\gamma \approx 10\text{--}100$ в диапазоне энергий фотонов 20–1000 кэВ CGRO (BATSE) и 20 кэВ–20 МэВ (RHESSI). Предполагалось, что спутник находится на прямой линии, проведенной из центра Земли

через центр разряда ($\zeta_{sat} = \theta = 0$ на рис. 1).

Результаты расчетов приведены в табл. 6, где вариации дипольного момента ΔM в разных конфигурациях находятся в интервале $\Delta M \in [35, 152]$ Кл·км, согласующемся с величиной $\Delta M = 20\text{--}200$ Кл·км [13, 25, 26], типичной для внутриоблачных разрядов, и со средним значением $\Delta M = 49$ Кл·км, с которым коррелированы TGF [13, 20, 21]. Видно, что максимумы $n_{run}(z, t)$, $g(z)$ и яркости флуоресценции воздуха $\langle J \rangle$, усредненной по длительности кадра телекамеры [35, 36], оказываются на высотах $H_{run} \approx 9\text{--}17$ км. Для большинства конфигураций рассчитанные значения яркости $\langle J \rangle$ сравнимы с яркостью звезд и гораздо меньше наблюдавшейся яркости Blue Jets ($J \sim 100$ килорэлей [35, 36]).

Поскольку УЭ сосредоточены вблизи высоты H_{max} , число фотонов N_γ на детекторах в диапазоне их чувствительности [1, 3] вычислялось по упрощенной формуле (7) для $\zeta_{sat} = \theta = 0$:

$$N_\gamma(\zeta_{sat}) \approx \Delta\Omega_{det} C(H_{max}) I(H_{max}, 0) \int_{H_{cl}}^{H_{max}} g(z) dz. \quad (11)$$

Из табл. 6 видно, что для большинства конфигураций рассчитанные числа фотонов N_γ близки к результатам наблюдений CGRO (BATSE) $N_\gamma \sim 50\text{--}800$ [1] и RHESSI $N_\gamma \sim 30\text{--}100$ [3].

В наших расчетах предполагалось, что разряд молнии развивается по вертикали. При косом разряде его ось симметрии не совпадает с вертикалью, поэтому расстояние, на которое переносится заряд, оказывается больше, чем длина проекции этого расстояния на вертикаль, а следовательно, ΔM оказывается меньше полного изменения дипольного момента. При наклонном относительно вертикали расположении плеча диполя l_Q влияние нижнего заряда на развитие восходящих ЛРУЭ уменьшается. В этом случае ЛРУЭ могут усиливаться до уровня, необходимого для генерации TGF с наблюдавшимися характеристиками, при тех же значениях заряда Q_{cl} , что и при вертикальном расположении l_Q , но меньшей разности высот $H_{cl} - H_{down}$, т. е. при меньших, нежели приведенные в табл. 6, вариациях вертикальной составляющей дипольного момента облака ΔM . В результате улучшится согласие с результатами анализа корреляции TGF с вариациями ΔM [13, 25, 26].

В работе [20], где моделирование TGF выполнено для реальных, но все-таки больших зарядов облака ($Q_{cl} = 100\text{--}200$ Кл) без учета рассеянных фотонов, получается, что TGF должны наблюдаться одновременно с высотными оптическими явлениями. В работе [20] усредненная по кадру телекамеры яркость флуоресценции и ее локализация в атмосфере согласуются с данными наблюдений Blue Jets [35, 36]. Однако учет вклада в TGF фотонов, рассеянных в атмосфере, приводит к выводу о возможности генерации импульсов гамма-излучения, достаточно интенсивных для обеспечения наблюдавшихся TGF, в поле гораздо меньших зарядов, причем TGF не обязательно связаны с наблюдениями высотных оптических явлений, поскольку флуоресцирует область размером 1–2 км вблизи верхнего края облака, а яркость флуоресценции столь мала (см. табл. 6), что в условиях облачности выделить короткие вспышки флуоресценции на фоне вспышки линейной молнии практически невозможно.

8. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Выполнено моделирование транспорта через атмосферу тормозного излучения, источником которого являются восходящие ЛРУЭ, развивающиеся в поле грозового облака. Для ряда высот над поверхностью Земли z в диапазоне 8–70 км, в окрестности которых развивается ЛРУЭ (источник), вычислены зависимости тока фотонов $C(z)$ через поверхность полусферы радиуса $R_{earth} + 500$ км, близкого к радиусу орбит спутников CGRO и RHESSI, с бортов которых зарегистрированы TGF [1, 3], и углового распределения фотонов $I(z, \zeta)$ по полусфере. Получены формулы для аппроксимации $I(z, \zeta)$. Для $z < 35$ км в токе $C(z)$ доминирует вклад рассеянного излучения. Показано, что угловое распределение фотонов обусловлено не угловым распределением излучения источника, а рассеянием в атмосфере. В отличие от численных результатов работ [15, 21] функции $C(z)$ и $I(z, \zeta)$ обладают большой степенью общности и рекомендуются для предсказания и интерпретации результатов исследований TGF с бортов ИСЗ.

Выполнены расчеты чисел фотонов N_γ на детекторах CGRO и RHESSI с использованием пространственно-временных распределений концентрации УЭ, вычисленных ранее [16–18, 20] для довольно больших зарядов грозового облака ($Q_{cl} \geq 100$ Кл), в поле которых моделировалось развитие ВАР и сопутствующих высотных оптических явлений Blue Jets и Red Sprites. Оказалось, что числа N_γ , вычисленные с учетом рассеяния фотонов в атмосфере, значительно превышают числа фотонов в зарегистрированных TGF [1–3]. Вычисленные значения N_γ близки к результатам измерений (табл. 3, 4) только для $Q_{cl} = 100$ Кл, $H_{cl} = 10$ км и $\cos \theta \approx 0.5$, где θ — угол между вертикалью и направлением из источника (ВАР) на спутник (см. рис. 1). Спектр, измеренный со RHESSI, сильно отличается от спектра, вычисленного для $\cos \theta = 0.5$, если угол α между направлением средней скорости УЭ и вертикальной осью z равен нулю, но спектры сближаются с ростом α , как видно из рис. 8, где высота источника $z = 15$ км.

В соответствии с анализом экспериментальных данных, сделанным в работах [13, 25, 26], согласно которому TGF коррелированы с небольшими изменениями вертикальной составляющей дипольного момента грозовых облаков (в среднем $\Delta M \approx 49$ Кл·км), из наших расчетов также следует, что за TGF могут отвечать довольно распространенные конфигурации грозовых облаков с относительно малыми зарядами Q_{cl} , а корреляция наблюдав-

шихся TGF с высотными оптическими явлениями типа Red Sprites, связанными с большими значениями $\Delta M \approx 500$ Кл·км, отсутствует.

Сопоставление данных измерений [1, 3] с результатами наших расчетов средней энергии «зарегистрированных» фотонов приводит к выводу о том, что источники TGF находились в верхней тропосфере – нижней стратосфере, т. е. на высотах, близких к 20 км и ниже, что согласуется с анализом Вильямса [13]. Наилучшее согласие с данными RHESSI о средней энергии фотонов TGF получается, если источники локализованы на высотах приблизительно 12.5 км. Наилучшее согласие вычисленных энергетических распределений фотонов с данными RHESSI достигается, если источники находятся в интервале высот 15–20 км.

При значениях угла $\alpha_{max} \leq 37^\circ$, характеризующего в разных точках источника отклонение направления средней скорости УЭ от вертикали, распределение по углам фотонов, выходящих в космос, слабо зависит от α_{max} , так что можно использовать функции тока $C(z)$ и углового распределения $I(z, \zeta)$, вычисленные для $\alpha_{max} = 0$. В то же время при учете отклонения направления средней скорости УЭ от вертикали ($\alpha_{max} \neq 0$) различия энергетических распределений фотонов для разных углов θ становятся менее выраженными (рис. 8, 9), причем в большем интервале углов θ распределения оказываются близкими к спектру фотонов, измеренному с борта RHESSI [3].

Функции $C(z)$ и $I(z, \zeta)$, полученные для тормозного излучения ЛРУЭ, применимы для использования в рамках альтернативных моделей TGF, в частности, предполагающих, что за TGF отвечают электроны, ускоренные в области сильного поля на фронте лидера молнии [29].

Как отмечалось выше, из анализа данных наблюдений, подтверждаемых результатами наших расчетов, следует, что TGF коррелированы с небольшими изменениями вертикальной составляющей дипольного момента грозового облака $\Delta M = \Delta Ql_Q$ (средние $\Delta M \approx 49$ Кл·км [13, 25, 26]) и связаны согласно [13] с наиболее распространенными на Земле, особенно в тропиках, внутриоблачными разрядами молнии [37], нейтрализующими положительный верхний и отрицательный нижний заряды облака [13]. В результате разряда над облаком остаются отрицательные заряды фоновой плазмы, поляризующейся в процессе зарядки облака [28, 32, 33, 38], в поле которых возможна генерация восходящих ЛРУЭ и развитие ВАР.

В рамках 1.5D-компьютерной модели выполнено численное моделирование ВАР для нескольких

конфигураций с зарядами $Q_{cl} = 25\text{--}40$ Кл, типичными для грозовых облаков, обеспечивающих наблюдаемые TGF. В моделируемых конфигурациях изменение вертикальной составляющей дипольного момента облака ΔM в результате разрядов молнии, находящееся в интервале 35–152 Кл·км, согласуется с вариациями $\Delta M = 20\text{--}200$ Кл·км, типичными для внутриоблачных разрядов [13, 38, 39], и с оценкой $\Delta M = 49$ Кл·км среднего изменения ΔM , с которым согласно результатам анализа [25, 26] коррелированы TGF. В целом подтверждается вывод авторов работ [13, 25, 26] о связи TGF с довольно обычными конфигурациями зарядов грозовых облаков и внутриоблачными разрядами молнии. Вычисленный максимум концентрации УЭ и, следовательно, источник гамма-излучения находятся на высотах $H_{run} \approx 9\text{--}17$ км. Яркость оптической флуоресценции над облаком для этих конфигураций составляет несколько десятков килорэлеев, не превышая 110 килорэлеев. Из-за близости флуоресцирующей области к верхнему краю облака визуальная регистрация высотных оптических явлений оказывается практически невозможной.

Заключение авторов работы [13] о том, что источником TGF могут быть лидеры восходящих внутриоблачных разрядов обычной молнии, нуждается в серьезной аргументации, которая пока отсутствует, в то время как генерация TGF лавинами релятивистских электронов в восходящих разрядах над грозовыми облаками, обосновано численным моделированием. В конце концов, ответ на вопрос, что отвечает за TGF: лидеры или лавины релятивистских электронов над облаками, даст только эксперимент, но сделать его непросто, поскольку внутриоблачный восходящий разряд молнии и восходящие над облаком лавины релятивистских электронов слабо разнесены в пространстве и времени. Однако, как уже отмечалось [20], идея ускорения электронов на фронте лидера до энергий, достаточных для генерации жесткого излучения TGF, не согласуется с наблюдавшимся выключением генерации рентгеновского излучения в грозовых облаках ударами молнии [40–42]. Кроме того, длительность импульсов рентгеновского излучения в грозовых облаках до удара молнии достигает единиц [41] и десятков секунд [42], а длительность TGF $\Delta t_\gamma = 1\text{--}3$ мс [1–3].

Неожиданным явилось заключение Куммера с соавторами [26] о том, что TGF, зарегистрированные с борта RHESSI, в среднем на 1.24 мс опережают разряды молнии, если предположить, что все разряды, с которыми коррелированы TGF, случались под спутником RHESSI (subsatellite point) [26].

Возможно, как отмечалось в работе [20], источником TGF, предшествующих разрядам молнии, являются релятивистские электроны, инициированные космическим излучением внутри заряженного облака, а источником TGF, следующих за молниями, — ЛРУЭ, восходящие над облаками после того, как те же разряды включают над облаками поле, экранированное до этого плазмой фоновых ионов [38].

ЛИТЕРАТУРА

- G. J. Fishman, P. N. Bhat, R. Mallozzi, J. M. Horack, T. Koshut, C. Kouveliotou, G. N. Pendleton, C. A. Meegan, R. B. Wilson, W. S. Paciesas, S. J. Goodman, and H. J. Christian, *Science* **264**, 1313 (1994).
- R. J. Nemiroff, J. T. Bonnell, and J. P. Norris, *J. Geophys. Res.* **102**, 9659 (1997).
- D. M. Smith, L. I. Lopez, R. P. Lin, and C. P. Barrington-Leigh, *Science* **307**, 1085 (2005).
- A. V. Gurevich, G. M. Milikh, and R. A. Roussel-Dupré, *Phys. Lett. A* **165**, 463 (1992).
- R. A. Roussel-Dupré, A. V. Gurevich, T. Tunnell, and G. M. Milikh, *Phys. Rev. E* **49**, 2257 (1994).
- R. A. Roussel-Dupré and A. V. Gurevich, *J. Geophys. Res.* **101**, 2297 (1996).
- А. В. Гуревич, К. П. Зыбин, *УФН* **171**, 1177 (2001).
- A. V. Gurevich and K. P. Zybin, *Phys. Today* 58, **37** (2005).
- N. G. Lehtinen, M. Walt, U. S. Inan, T. F. Bell, and V. P. Pasko, *Geophys. Res. Lett.* **23**, 2645 (1996).
- N. G. Lehtinen, T. F. Bell, and U. S. Inan, *J. Geophys. Res.* **104**, 24699 (1999).
- Л. П. Бабич, Р. И. Ильяев, А. Ю. Кудрявцев, Р. А. Рюссель-Дюпре, *ДАН* **381**, 247 (2001).
- Л. П. Бабич, Р. И. Ильяев, А. Ю. Кудрявцев, И. М. Куцык, Р. А. Рюссель-Дюпре, Е. М. Цымбалыстый, *Геомagnetизм и аэрономия* **44**, 266 (2004).
- E. Williams, R. Boldi, J. Bor, G. Satori, C. Price, E. Greenberg, Y. Takahashi, K. Yamamoto, Y. Matsudo, Y. Hobara, M. Hayakawa, T. Chronis, E. Anagnostou, D. M. Smith, and L. Lopez, *J. Geophys. Res.* **111**, D16209, doi:10.1029/2006JD006447 (2006).
- U. S. Inan, M. Cohen, N. G. Lehtinen, R. Said, D. M. Smith, and L. I. Lopez, *Geophys. Res. Lett.* **33**, L18802, doi:10.1029/2006GL027085 (2006).
- J. R. Dwyer and D. M. Smith, *Geophys. Res. Lett.* **32**, L22804, doi: 10.1029/2005GL023848 (2005).
- А. Ю. Кудрявцев, Дисс... канд. физ.-матем. наук, РФЯЦ-ВНИИЭФ (2005).
- А. Ю. Кудрявцев, Автореф. дисс... канд. физ.-матем. наук, МГУ им. М. В. Ломоносова (2006).
- L. P. Babich, A. Yu. Kudryavtsev, M. L. Kudryavtseva, and I. M. Kutsyk, *Pis'ma v Zh. Eksp. Teor. Fiz.* **85**, 589 (2007).
- Л. П. Бабич, А. Ю. Кудрявцев, М. Л. Кудрявцева, И. М. Куцык, *ДАН* **415**, 394 (2007).
- L. P. Babich, A. Yu. Kudryavtsev, M. L. Kudryavtseva, and I. M. Kutsyk, *Zh. Eksp. Teor. Fiz.* **133**, 80 (2008).
- B. E. Carlson, N. G. Lehtinen, and U. S. Uman, *Geophys. Res. Lett.* **34**, L08809, doi: 10.1029/2006GL029229 (2007).
- Л. П. Бабич, Е. Н. Донской, И. М. Куцык, Р. А. Рюссель-Дюпре, *ДАН* **394**, 320 (2004).
- Л. П. Бабич, Р. И. Ильяев, Е. Н. Донской, И. М. Куцык, Р. А. Рюссель-Дюпре, *Физика плазмы* **30**, 666 (2004).
- Л. П. Бабич, Е. Н. Донской, И. М. Куцык, Р. А. Рюссель-Дюпре, *Геомagnetизм и аэрономия* **44**, 697 (2004).
- W. Hu, S. A. Cummer, W. A. Lyons, and T. E. Nelson, *Geophys. Res. Lett.* **29**, 1279, doi:10.1029/2001GL014593 (2002).
- S. A. Cummer, Y. Zhai, W. Hu, D. M. Smith, L. I. Lopez, and M. A. Stanley, *Geophys. Res. Lett.* **32**, L08811, doi:10.1029/2005GL022778 (2005).
- T. F. Bell, V. P. Pasko, and U. S. Inan, *Geophys. Res. Lett.* **22**, 2127 (1995).
- Л. П. Бабич, Р. И. Ильяев, И. М. Куцык, К. И. Бахов, Р. А. Рюссель-Дюпре, *Геомagnetизм и аэрономия* **44**, 254 (2004).
- G. D. Moss, V. P. Pasko, N. Liu, and G. Veronis, *J. Geophys. Res.* **111**, A02307, doi:10.1029/2005JA011350 (2006).
- К. И. Бахов, Л. П. Бабич, and И. М. Кутсык, *IEEE Trans. Plasma Sci.* **28**, 1254 (2001).
- А. И. Ахиезер, В. Б. Берестецкий, *Квантовая электродинамика*, Физматлит, Москва (1959), с. 312.
- I. M. Kutsyk and L. P. Babich, *Phys. Lett. A* **253**, 75 (1999).

33. Л. П. Бабич, Р. И. Илькаев, И. М. Куцык, К. И. Бахов, Р. А. Рюссель-Дюпре, ДАН **388**, 383 (2003).
34. Л. П. Бабич, Е. И. Бочков, И. М. Куцык, Геомагнетизм и аэрономия **47**, 709 (2007).
35. D. D. Sentman and E. M. Wescott, Phys. Plasmas **2**, 2514 (1995).
36. D. D. Sentman, E. M. Wescott, D. L. Osborn, D. L. Hampton, and M. J. Heavner, Geophys. Res. Lett. **22**, 1205 (1995).
37. V. Mushtak, E. Williams, and D. Boccippio, Atmos. Res. **76**, 222 (2005).
38. V. P. Pasko, in book *Sprites, Elves and Intense Lightning Discharges*, ed. by M. Füllekrug et al., Springer, Netherlands (2006), p. 253.
39. W. Koshak, An Analysis of Lightning Field Changes Produced by Florida Thunderstorms, NASA Tech. Rep. TM-103539 (1991).
40. G. E. Parks, B. H. Mauk, R. Spiger, and J. Chin, Geophys. Res. Lett. **8**, 1176 (1981).
41. M. McCarthy and G. E. Parks, Geophys. Res. Lett. **12**, 393 (1985).
42. H. Tsuchiya, T. Enoto, S. Yamada, T. Yuasa, M. Kawaharada, T. Kitaguchi, M. Kokubun, H. Kato, M. Okano, S. Nakamura, and K. Makishima, Phys. Rev. Lett. **99**, 165002 (2007).