

ПРОСТРАНСТВЕННОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ИНТЕНСИВНОСТИ ЧЕРЕНКОВСКОГО СВЕТА ОТ ШИРОКИХ АТМОСФЕРНЫХ ЛИВНЕЙ*

Совместно с В. И. Зацепиным

Произведены расчеты пространственного распределения интенсивности черенковского излучения, образующегося в атмосфере при прохождении широких атмосферных ливней космических лучей, для двух уровней наблюдения. Результаты расчетов сравниваются с экспериментальными данными.

1. Введение

Впервые Блеккет [1] обратил внимание на то, что черенковское излучение, возбуждаемое быстрыми заряженными частицами, должно наблюдаться не только в плотных средах, но и в воздухе, а Джелли и Галбрайт [1] обнаружили в ночном небе короткие вспышки света, сопровождающие прохождение широких атмосферных ливней (ш. а. л.) космического излучения. Последующими экспериментами было доказано [3,4], что этот свет по своей природе представляет черенковское излучение электронов ш. а. л.

В дальнейшем черенковское излучение ш. а. л. было использовано, с одной стороны, для получения информации об особенностях развития этих ливней [5-7], главным образом путем анализа пространственного распределения света в них, а с другой стороны, - для получения информации об источниках космического излучения [8].

Для интерпретации этих экспериментов необходимы расчеты пространственного распределения света, ожидаемого на основании определенных модельных представлений о структуре ливней. Такие расчеты нужны также для выяснения чувствительности пространственного распределения к изменению тех или иных характеристик ливней. Первую серьезную попытку теоретической трактовки этой проблемы сделали Гольданский и Жданов [9]. Независимо от них такие расчеты выполнил также Галбрайт [1], однако расчеты Галбрайта были выполнены без учета поперечного размера ливня, и углового распределения частиц в нем.

Начиная с 1957 г. мы также начали работу по расчету пространственного распределения черенковского света от ш. а. л. Частично результаты этих расчетов, относящиеся к высоте 3860 м над уровнем моря, были опубликованы [6]. Целью настоящей работы является получение количественных результатов расчета для двух уровней наблюдения в рамках одинаковых исходных предположений. Распределение электронов в ливне по углам и энергиям взято из каскадной теории электронно-фотонных ливней. Численные результаты получены для ливней от первичных протонов и фотонов различных энергий.

2. Метод расчета

* ЖЭТФ, т. 42, вып. 6, стр. 1622 (1962)

Задача состоит в том, чтобы определить среднее число квантов черенковского света с длиной волны от λ_1 до λ_2 , падающих на единицу земной поверхности на расстоянии R от оси ливня.

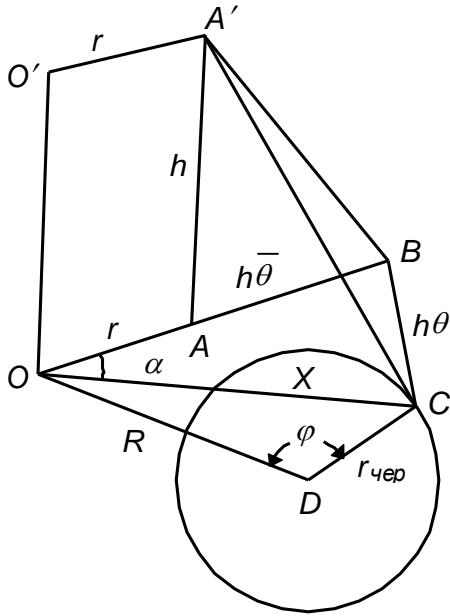


Рис. 1

Схема расчета показана на рис. 1. На этом рисунке O - точка, в которой ось ливня пересекает земную поверхность (мы рассматриваем вертикально падающий ливень). Приемник света находится в точке D на расстоянии R от оси ливня. (Фигура $OBCD$ лежит в плоскости чертежа; фигура $OO'A'B$ - в плоскости, перпендикулярной плоскости чертежа.) Определим интенсивность света, которую создадут в точке C электроны с энергией от E до $E + dE$, находящиеся в элементе объема dV с центром в точке A' на высоте h над уровнем наблюдения. Напомним, что черенковское излучение концентрируется на поверхности конуса, осью которого является направление движения электрона в момент излучения ($A'C$).

Приемник, расположенный в D , регистрирует свет только от тех электронов из элемента dV , от которых оси конусов света пересекут земную поверхность внутри кольца, средний радиус которого $r_{чеп}(E, P)$ (P - давление в точке A'), а ширина l (l - сторона квадрата, площадь которого равна площади приемника света). При этом в приемник попадает доля $1/2\pi r_{чеп}(E, P)$ света, излученного этими электронами. Если $f(\theta, E)$ - функция распределения электронов с энергией E по углам около направления AB , определяемого некоторым средним углом $\bar{\theta}(r, E)$, то число осей конусов света, исходящих из элемента dV , которые пересекут земную поверхность внутри площадки $r_{чеп}(E, P)l d\varphi$ с центром в точке C , будет равно

$$dn = N(E_0, P, E, r) f(\theta, E) r_{чеп}(E, P) l h^{-2} d\varphi dP dE r d\alpha dr \quad (1)$$

где $N(E_0, P, E, r)dE$ - плотность электронов с энергией E , $E + dE$ в точке A' в ливне от первичной частицы с энергией E_0 .

Полное число световых квантов, падающих на единицу поверхности на расстоянии R от оси ливня, будет равно

$$\Phi(R) = \int_0^{P'} \int_{E_{пор}}^{E_0} \int_0^{2\pi} \int_0^{\infty} \int_0^{2\pi} \frac{dn}{l^2} a(E, P) \frac{l}{2\pi r_{чеп}(E, P)} \quad (2)$$

где $a(E, P)$ - число световых квантов с длиной волны от λ_1 до λ_2 , излучаемых электроном с энергией E на пути в 1 г/см^2 , а dn определяется формулой (1) (P' - давление на уровне наблюдения).

3. Основные предположения

Мы решали задачу, предположив, что

$$N(E_0, P, R, t)f(\theta, E) = N(E_0, P)F(E)B \exp\{-r^2/r_0^2(E, P)\} \times \\ \times C \exp\{-\theta^2/\theta_0^2(E)\}, \quad (3)$$

где $N(E_0, P)$ - полное число электронов в ливне (с первичной энергией E_0) на глубине $P(h)$; B и C - константы, определяемые из условия нормировки, пространственного и углового распределений:

$$\int_0^{\infty} B \exp(-r^2/r_0^2) \cdot 2\pi r dr = 1, \quad \int_0^{\pi/2} C \exp(-\theta^2/\theta_0^2) \cdot 2\pi \theta d\theta = 1.$$

Дифференциальный энергетический спектр электронов $F(E)$, который мы для упрощения задачи будем считать не зависящим от пройденного ливнем пути, примем в виде

$$F(E)dE = 0.75 d\varepsilon/(1+\varepsilon)^2, \quad \varepsilon = 2.3 E/\beta, \quad \beta = 72 \text{ MeV}. \quad (4)$$

Формула (4) достаточно хорошо аппроксимирует дифференциальный энергетический спектр электронов в максимуме развития каскадного ливня в интервале изменения энергии от 20 до 300 MeV (ε от 0.7 до 10), наиболее существенном для наших расчетов.

Как видно из формулы (3), мы принимаем, что электроны заданной энергии имеют нормальное распределение по расстояниям r от оси ливня, а на заданном расстоянии - нормальное распределение по углам относительно некоторого среднего угла $\bar{\theta}$, который будем считать функцией r . Мы использовали далее следующие выражения:

$$r_0^2(E, P) = 0.545(1 + \varepsilon)^{-2} (2.3 E_s/\beta)^2 t_0^2 / \rho^2. \quad (5)$$

$$\theta_0^2(E) = 0.545(1 + \varepsilon)^{-2} (2.3 E_s/\beta)^2, \quad \bar{\theta}(r) = r/(t_0/\rho),$$

где $E_s = 21 \text{ MeV}$; $t_0 = 34.2 \text{ г/см}^2$ [10] - радиационная единица длины в воздухе; ρ - плотность воздуха на высоте h над уровнем наблюдения. Формулы (5) были подобраны с таким расчетом, чтобы они, с одной стороны, достаточно хорошо описывали зависимость среднеквадратичного радиуса, среднеквадратичного и среднего углов отклонения электронов в максимуме каскадного ливня от их энергии с учетом ионизационных потерь [11-14], а с другой - были удобны для расчетов.

Коэффициент $a(E, P)$ в формуле (2) зависит от выбранного диапазона длин волн. Мы выбрали условный интервал 3000-6000 E, тогда $a(E, P) = 354 (1-$

$E_{пор}^2/E^2$), где $E_{пор}$ - пороговая энергия для возникновения черенковского излучения в воздухе, а E - полная энергия излучающей частицы. Для упрощения задачи мы приняли, что $a(E, P)$ не зависит от E и равен 354 квантов $\text{э}^{-1} \text{см}^2$, а для сохранения полного светового выхода нижний предел интегрирования по энергиям в (2) заменили на $E_{эфф}(P)$, которое определяется из условия

$$\int_{E_{пор}}^{\infty} a(E, P)F(E) dE = \int_{E_{эфф}}^{\infty} 354F(E) dE. \quad (6)$$

Для решения задачи нужно еще учесть связь между высотой h над уровнем наблюдения, плотностью ρ и давлением P , которая зависит от распределения температуры по атмосфере. Мы приняли следующее температурное распределение [15]

$$T(h) = 288 \text{ K} - bh \text{ при } 0 \leq h \leq 11 \text{ км}, \quad T = 218 \text{ K} \text{ при } 11 \leq h \leq 30 \text{ км}; \\ b = 6.35 \text{ град/км}.$$

4. Результаты

Сначала были вычислены кривые, дающие количество световых квантов, падающих на 1 м^2 земной поверхности на расстоянии R от оси ливня от одного электрона с глубины P . Эти кривые показаны на рис. 2.

Из рисунка видно, что лишь малая доля света на данном расстоянии от оси ливня обусловлена излучением электронов из ствола ливня. Именно таким электронам обязаны своим появлением небольшие острые максимумы на кривых, соответствующих R , меньшим, чем максимальный радиус конуса света на уровне наблюдения (для уровня моря $r_{КЭТ}^{max} \approx 150 \text{ м}$, для высоты 3860 м $r_{КЭТ}^{max} \approx 107 \text{ м}$).

Для того чтобы найти полную интенсивность света, необходимо кривые $Q(P)$ умножить на каскадную кривую $N(P, E_0)$, дающую число электронов с $E > 0$ на глубине P , и проинтегрировать по всей толще атмосферы над уровнем наблюдения. В качестве функций $N(P, E_0)$ были использованы функции, - вычисленные на основе электромагнитной каскадной теории [16] для случая, - когда первичной частицей является фотон, и функции, вычисленные на основе ядерно-каскадной модели ливня [17], когда первичной частицей является протон.

На рис. 3, 4 результаты вычислений приведены в виде графиков, которые мы нормировали, поделив вычисленную интенсивность на число электронов N_e^0 в ливне на уровне наблюдения. Основные особенности

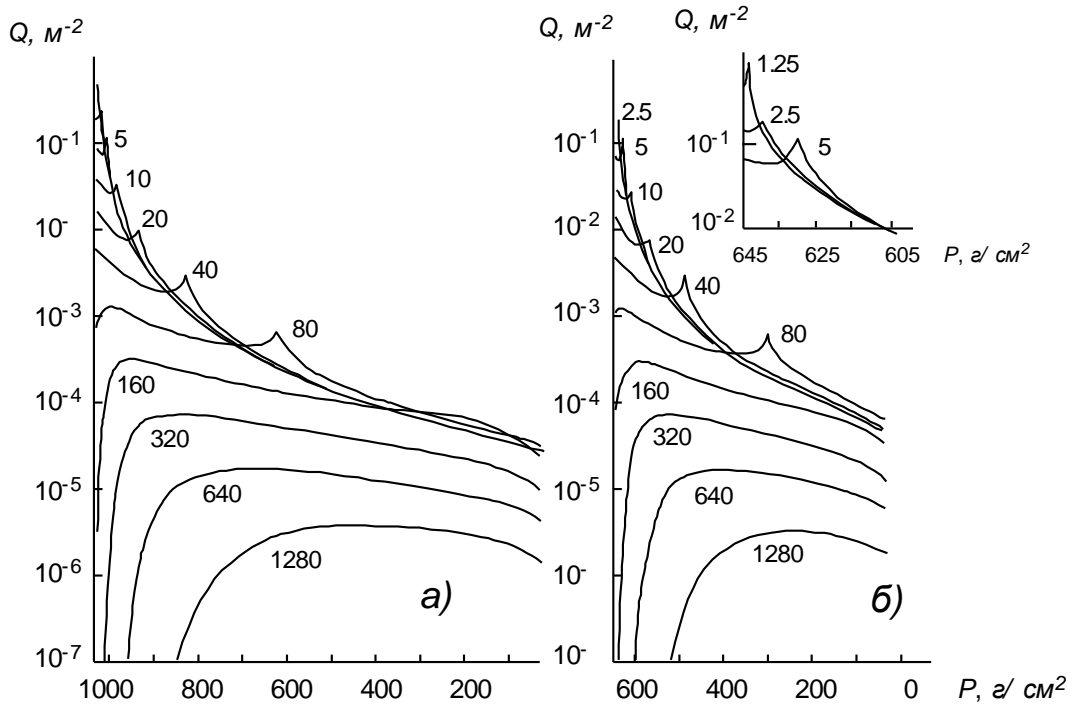


Рис. 2. Усредненный по энергетическому спектру вклад от одного электрона с различных глубин в атмосферу в полную интенсивность света на различных расстояниях R от оси ливня: *а* - на уровне моря, *б* - на высоте 3860 м (цифры у кривых указывают R в м. (Q - число световых квантов на 1 м^2))

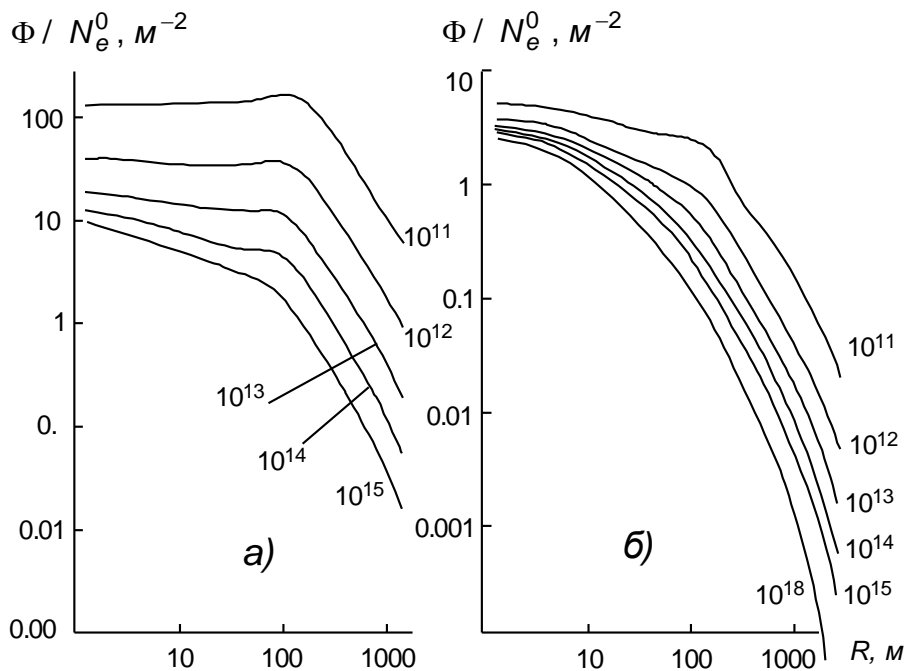


Рис. 3. Зависимость интенсивности света от расстояния до оси для ш. а. л., рожденных фотоном (цифры у кривых - энергия первичного фотона в эВ) : *а* - для уровня моря, *б* - для высоты 3860 м

приведенных кривых можно легко понять. Так, например, уменьшение количества света в расчете на одну частицу в ливне на уровне

наблюдения с ростом энергии первичной частицы связано с приближением максимума ливня к уровню наблюдения. При этом соотношение между выделенной в атмосфере энергией ливня и наблюдаемым числом частиц уменьшается.

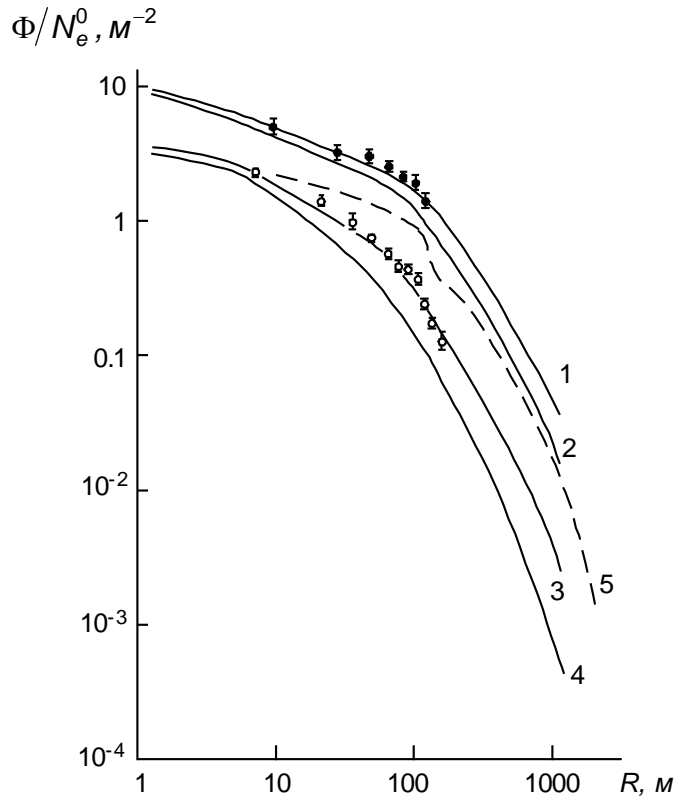


Рис. 4 Зависимость интенсивности света от расстояния до оси для ш.а.л., рожденных протонам. Точки - данные эксперимента: \bullet - $N = 1.5 \cdot 10^6$, $0 < \theta < 25^\circ$, уровень моря; \circ - $N = 1.1 \cdot 10^5$, $0 < \theta < 30^\circ$, высота 3860 м. Кривые - расчетные; 1,2 для уровня моря и энергии первичного протона соответственно $1.5 \cdot 10^{12}$ и $4.5 \cdot 10^{15}$ эВ; 3,4 - для высоты 3860 м и энергии первичного протона $1.5 \cdot 10^{12}$ и $4.5 \cdot 10^{15}$ эВ; кривая 5 - по [9].

В таблице приведены данные о доле $\Delta(E_0, R)$ светового потока (в %), сосредоточенного в пределах круга радиуса R (в таблице N_e^0 - полное число электронов, N_γ^0 - полное число световых квантов). Обращает на себя внимание тот факт, что доля света в центральных участках ливня уменьшается с уменьшением первичной энергии. Для ливней от первичных фотонов эта зависимость выражена сильнее, чем для ливней от первичных протонов, а для ливней на уровне моря сильнее, чем для ливней на горах. Эта особенность функции распределения объясняется тем, что основной вклад в световой поток в центральных участках ливней дают электроны из прилегающих к уровню наблюдения слоев атмосферы (см. рис. 2). Чем меньше первичная энергия или ниже уровень наблюдения, тем меньше доля электронов в прилегающих к уровню наблюдения слоях атмосферы (так как обычно регистрируемые ливни находятся за максимумом развития) и, следовательно, тем меньше доля света в центральных участках ливня.

5. Сравнение с экспериментальными данными

На рис. 4 наряду с расчетными кривыми для первичных протонов нанесены также экспериментальные данные, полученные нами в 1957 г. на высоте 3860 м над уровнем моря и в 1959 г. на уровне моря [7].

$E_0, \text{эВ}$	$R, \text{м}$							N_e^0	N_γ^0
	50	100	250	500	750	1000	1300		
	Уровень моря, первичный фотон								
10^{15}	4	11.5	30.3	49.3	63	72.3	80.5	$7.76 \cdot 10^4$	$5.6 \cdot 10^{10}$
10^{14}	2.3	8.1	26	42	56	67	75.5	$2.75 \cdot 10^3$	$5.63 \cdot 10^9$
10^{13}	1.6	6	21.4	36.5	50	61	69	79.4	$5.49 \cdot 10^8$
10^{12}	1	4	16.4	30.5	44	54	62.5	1.78	$5.24 \cdot 10^7$
10^{11}	0.64	2.5	13.2	26.7	38.6	47.4	56.8	$2.89 \cdot 10^{-2}$	$4.8 \cdot 10^6$
	Уровень моря, первичный протон								
$4.5 \cdot 10^{15}$	3.6	10.8	30.3	50.3	63.5	72.4	83	$3.47 \cdot 10^5$	$1.91 \cdot 10^{11}$
$8 \cdot 10^{13}$	2.4	7.8	25.8	44	56.5	66	73.5	$3.09 \cdot 10^3$	$2.78 \cdot 10^9$
$1.1 \cdot 10^{13}$	2	6.7	21.5	39	51.3	61.4	70.5	$3.27 \cdot 10^2$	$3.25 \cdot 10^8$
$1.2 \cdot 10^{12}$	1.6	5.2	20.9	36.7	48	57	64.2	$3.10 \cdot 10^1$	$3.34 \cdot 10^7$
	Высота 3860 м, первичный фотон								
10^{15}	12.7	27	52.5	70.9	79.1	82.8	87.5	$1.01 \cdot 10^6$	$3.34 \cdot 10^{10}$
10^{14}	10	22	46	64	74	80	84.5	$7.94 \cdot 10^4$	$4.25 \cdot 10^9$
10^{13}	6.8	17.3	40	57.5	68.5	76	81.5	$4.57 \cdot 10^3$	$4.8 \cdot 10^8$
10^{12}	5.2	14.3	33.2	52.3	65	73.2	79.5	$2.09 \cdot 10^2$	$5 \cdot 10^7$
10^{11}	2.95	8.65	27.2	45.3	58.2	67.2	75.2	5.75	$4.75 \cdot 10^6$
	Высота 3860 м, первичный протон								
$4.5 \cdot 10^{15}$	11	24.8	46.7	67.4	77.6	83	86.5	$2.99 \cdot 10^5$	$1.25 \cdot 10^{11}$
$8 \cdot 10^{13}$	8.4	16.8	40.6	62	73.6	78.8	85	$3.08 \cdot 10^4$	$2.17 \cdot 10^9$
$1.1 \cdot 10^{13}$	6.5	16	38	59	71	77	84	$2.51 \cdot 10^3$	$1.72 \cdot 10^8$
$1.2 \cdot 10^{12}$	5.9	15.5	36.2	55	67.4	76.2	83.2	$2.41 \cdot 10^2$	$2.78 \cdot 10^7$

Экспериментальные данные для уровня моря относятся к ливням со средним числом частиц $\bar{N} = 1.5 \cdot 10^6$. Зенитные углы прихода ливней лежат в интервале от 0 до 25°. Средняя энергия первичных частиц, ответственных за образование таких ливней, должна быть $\sim 10^{16}$ эВ. Расчетная кривая для

первичного протона такой энергии должна лежать несколько ниже кривой 2. Из рис. 4 следует, что имеется небольшое расхождение между расчетом и экспериментальными данными, а именно, эксперимент дает примерно в 1.4 раза большую интенсивность света, чем расчет. Однако учитывая неточность некоторых предположений, положенных в основу расчета (главным образом независимость энергетического спектра от “возраста” ливня), и экспериментальную неточность в определении абсолютной интенсивности света (на рис. 4 приведены только статистические ошибки), следует заключить, что имеется удовлетворительное согласие расчета с экспериментом как в отношении зависимости функции распределения от расстояния до оси ливня, так и по абсолютной интенсивности. То же самое справедливо и для ливней на горах (высота 3860 м).

На рис. 4 мы воспроизвели для сравнения с нашими расчетами кривую Гольданского и Жданова [9] перенормированную к спектральному интервалу 3000-6000 Е, для которого был выполнен наш расчет.

Авторы благодарят Ф. И. Стрижевскую за составление и отладку программы расчетов для электронной вычислительной машины “Урал” и Г. Кузнецову и Г. Никишкину, выполнивших ряд численных расчетов.

Литература

1. P. M. Blackett. Phys. Abstr., **52**, 4347, (1949).
2. W. Galbraith and J. V. Jelley. Nature, **171**, 349, (1953);
J. V. Jelley and W. Galbraith. Phil. Mag., **44**, 619, (1953).
3. W. Galbraith and J. V. Jelley. J. Atmosph. Terr. Phys., **6**, 250, 304, (1955).
4. Н. М. Нестерова, А. Е. Чудаков. ЖЭТФ, **28**, 384, (1955);
F. R. Barclay and J. V. Jelley. The Oxford Conf. on E. A. S.,
Harwell, 1956, p. 74.
5. M. H. Brennan, J. Malos, D. D. Millar, C. S. Wallace. Nuovo Cim.,
Suppl., **8**, 662, 1958.
6. A. E. Chudakov, N. M. Nesterova. Nuovo Cim., **8**, Suppl., 606, 1958.
7. А. Е. Чудаков, Н. М. Нестерова, В. И. Зацепин, Е. И. Тукиш. Тр.
Международной конференции по космическим лучам, т. 2, Изд. АН СССР,
1960, стр. 47.
8. Дж. Джелли. Черенковское излучение, ИИЛ, 1960.
9. В. И. Гольданский. Г. Б. Жданов. ЖЭТФ, **26**, 405, 1954.
10. С. З. Беленький. Лавинные процессы в космических лучах, Гостехиздат, 1948.
11. J. Roberg, L. W. Nordheim. Phys. Rev., **75**, 444, 1949.
12. J. Nishimura, K. Kamata. Progr. Theor. Phys., **5**, 899, 1950.
13. В. В. Гужавин, И. П. Иваненко. ЖЭТФ, **36**, 1509, 1959.
14. Н. Л. Григоров, М. А. Кондратьева. ЖЭТФ, **37**, 684, 1959.
15. Сб. Атмосфера Земли и планет, ИИЛ, 1951.
16. С. З. Беленький, И. П. Иваненко. УФН, **69**, 591, 1959.
17. С. И. Никольский, А. А. Поманский. ЖЭТФ, **39**, 1339, 1960.