

МОДЕЛИРОВАНИЕ ЧЕРЕНКОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ШАЛ С УЧЕТОМ ВЛИЯНИЯ ГЕОМАГНИТНОГО ПОЛЯ

В. И. Галкин, С. Н. Назаров

(НИИЯФ)

Проведено статистическое моделирование черенковского излучения широких атмосферных ливней (ШАЛ), образованных протонами с энергиями 100 и 1000 ТэВ. Целью моделирования была попытка объяснить большую разницу скорости счета атмосферных ливней в направлениях на север и на юг, которая зарегистрирована черенковским телескопом, расположенным в горах Тянь-Шаня. По результатам моделирования создана модель пространственно-углового распределения черенковского света ШАЛ с учетом геомагнитного поля. Расчетный эффект имеет тот же знак, что и экспериментальный, но гораздо меньше его по абсолютной величине.

Введение

Магнитное поле Земли не вносит существенных искажений в образ широкого атмосферного ливня (ШАЛ), регистрируемый большинством действующих установок, — будь то набор распределенных на большой площади детекторов заряженных частиц, черенковский гамма-телескоп или детектор ионизационного свечения. Это можно считать экспериментальным фактом, полученным в результате многолетнего опыта эксплуатации таких установок. Такого рода нечувствительность установок к влиянию геомагнитного поля на развитие ШАЛ имеет как минимум две причины:

- 1) большие флуктуации индивидуального каскада, маскирующие влияние геомагнитного поля;
- 2) отсутствие или недостаточность данных о направлении прихода вторичных частиц или света в детектор.

Вторая причина, казалось бы, не имеет силы в черенковских угловых телескопах с размерами угловых ячеек $0,15^\circ - 0,6^\circ$, однако и в этом случае магнитное поле не оказывает заметного влияния на интегральные характеристики черенковских образов ливней, что ставит ограничение сверху на масштаб эффекта.

Влияние флуктуаций каскада может быть устранено путем усреднения по ансамблю ливней, близких по первичным параметрам.

В случае целенаправленного устранения этих (и других возможных) причин нечувствительности установок есть надежда «увидеть» процесс развития ШАЛ с учетом геомагнитного поля.

Простейшим примером подобной постановки задачи является эксперимент, проведенный в горах Тянь-Шаня группой Р. У. Бейсембаева.

Измерения, проведенные с помощью черенковского телескопа, показали, что существует значительная разница скоростей счета ШАЛ в направлениях на север и на юг [1]. Здесь и в дальнейшем под северным и южным направлением подразумевается направление на соответствующий магнитный полюс. Телескоп, расположенный на высоте 3340 м над уровнем моря, представляет собой параболическое зеркало диаметром 155 см (площадь светосбора $1,9 \text{ м}^2$), в фокусе которого находится один временной фотоум-

ножитель типа ФЭУ-63. Угол раствора конуса поля зрения составляет $6,6^\circ$. Энергетический порог установки оценивается экспериментаторами как 100 ТэВ.

Из-за малости черенковского угла в атмосфере ($\sim 1^\circ$) и остроты пика функции углового распределения релятивистских заряженных частиц ливня, соответствующего направлению движения первичной частицы (оси ливня), черенковский телескоп должен преимущественно регистрировать ливни, направления которых лежат в пределах его поля зрения.

Наблюдения проводились под углом 30° к зениту поочередно в северном и южном направлениях в течение 10-минутных интервалов времени. Ось телескопа, ориентированного в северном направлении, оказывается параллельной локальному геомагнитному полю. При этом в основном детектируются ливни, которые подверглись минимальному влиянию магнитного поля. При южной ориентации телескопа преимущественно детектируются ливни, направление прихода которых составляет угол 60° с вектором локального геомагнитного поля. Скорость счета ливней с северного направления оказалась примерно вдвое меньше, чем с южного.

Тестовые наблюдения, проведенные с экранированным ФЭУ, показали, что эффект не может быть объяснен непосредственным влиянием магнитного поля на детектор. Поиск дополнительных световых источников также не дал положительных результатов.

Различие скоростей счета ШАЛ, пришедших под разными углами к геомагнитному полю, может быть связано с влиянием магнитного поля на процесс развития ливня. Для оценки величины этого эффекта было решено провести моделирование черенковского излучения ШАЛ с учетом влияния геомагнитного поля для конкретных условий рассматриваемого эксперимента.

1. Моделирование

Оценка скорости счета при помощи прямого моделирования методом Монте-Карло процесса регистрации ШАЛ установкой требует достаточно большой статистики, что при рассматриваемых энергиях (≥ 100 ТэВ) приводит к огромным вычислительным затратам. Можно, однако, поступить по-другому: на

основе ограниченной статистики искусственных событий построить модель средней функции пространственно-углового распределения (ФПУР) черенковского света и с ее помощью получить оценку скорости счета ШАЛ.

Моделирование осуществлялось при помощи широко известной программы CORSIKA [2] с использованием генератора ядерного взаимодействия QGSJET [3]. Учитывалось поглощение черенковского света в атмосфере (40% в слое 1000 г/см^2) и влияние геомагнитного поля с $B = 0,54 \text{ Гс}$.

Моделировались ливни, приходящие с северного (на рис. 1 обозначено 0°) и южного (180°) направлений.

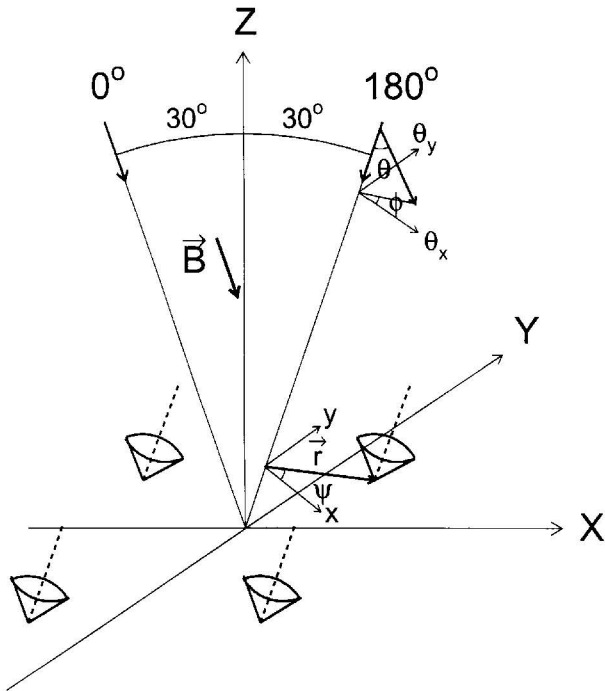


Рис. 1. Координатная система, используемая при моделировании

Для ускорения расчетов каждый ливень регистрировался массивом из 81 детектора. Детекторы были равномерно распределены в пределах круга радиуса R с центром в точке падения оси ливня (рис. 2). Величина R была различной для разных энергий ливня. Все детекторы были идентичны, ось каждого из них была параллельна оси ливня. Половинный угол раствора конуса детектора составлял $\alpha = 60^\circ$. Поле зрения каждого детектора разбивалось на 297 ячеек: 12 ячеек по углу θ , разделенных на ячейки по углу ϕ (см. рис. 1). Разбиение выбрано таким образом, чтобы телесный угол каждой ячейки был примерно равен телесному углу реального телескопа. Площадь светосбора каждого детектора равнялась площади светосбора реального телескопа.

Кроме того, для каждого детектора сохранялась информация о временах прихода черенковских фотонов (временной интервал черенковской вспышки был разбит на 28 отрезков по 5 нс).

Конечно, получаемая на основе такого расчета модель не является, строго говоря, моделью реальной ФПУР черенковского света. Получаемую функцию

можно скорее назвать *функцией светового вклада в детектор*, поскольку она определяет среднее число черенковских фотонов, которые регистрируются телескопом, ориентированным под углом θ к оси ливня и находящимся на расстоянии r от оси ливня (см. рис. 1). Подобный выбор схемы моделирования позволяет существенно уменьшить требуемую статистику и, следовательно, вычислительные затраты и, как будет показано ниже, получить при этом оценку требуемого эффекта по максимуму. В дальнейшем мы будем называть получаемую функцию моделью средней ФПУР черенковского света, однако следует помнить, что это не совсем соответствует действительности.

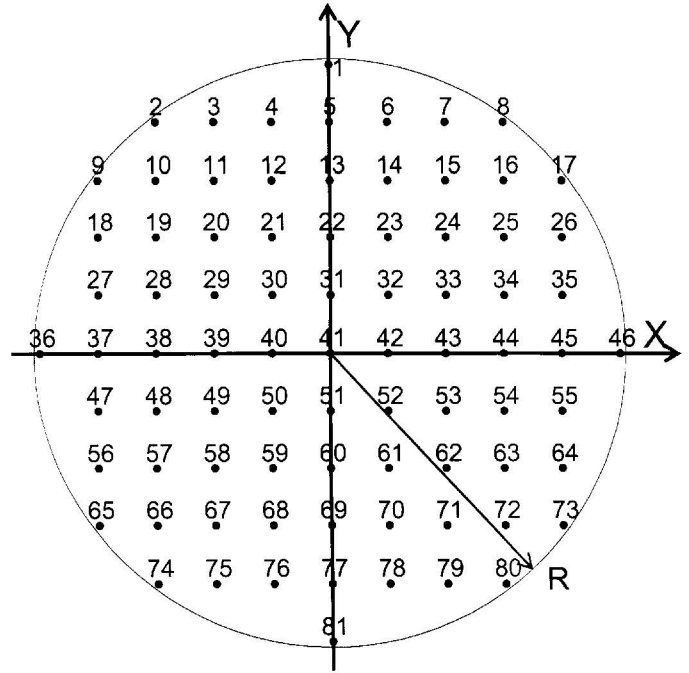


Рис. 2. Расположение детекторов на уровне наблюдения

Для построения модели средней ФПУР черенковского света моделировались ливни, образованные протонами с энергией $E_0 = 100 \text{ ТэВ}$ (по 30 ливней с каждого из двух направлений (север, юг) прихода) и $E_0 = 1000 \text{ ТэВ}$ (5 пар ливней). Величина R равнялась 300 м для ливней с $E_0 = 100 \text{ ТэВ}$ и 500 м для $E_0 = 1000 \text{ ТэВ}$.

2. Модель средней ФПУР черенковского света

Примеры средних функций углового распределения черенковского света ливней с различными энергиями и направлениями прихода для разных точек наблюдения приведены на рис. 3. Значения функций резко падают при увеличении угла между осью ливня и осью детектора. В пределах имеющейся точности не обнаруживается разницы между функциями для ливней с северного и южного направлений, т. е. влияние магнитного поля на угловых распределениях незаметно.

Отличие отношения средних чисел фотонов, приходящих в различные телескопы, от единицы для ливней различных энергий показано на рис. 4. Видно, что эта величина максимальна для детекторов, наи-

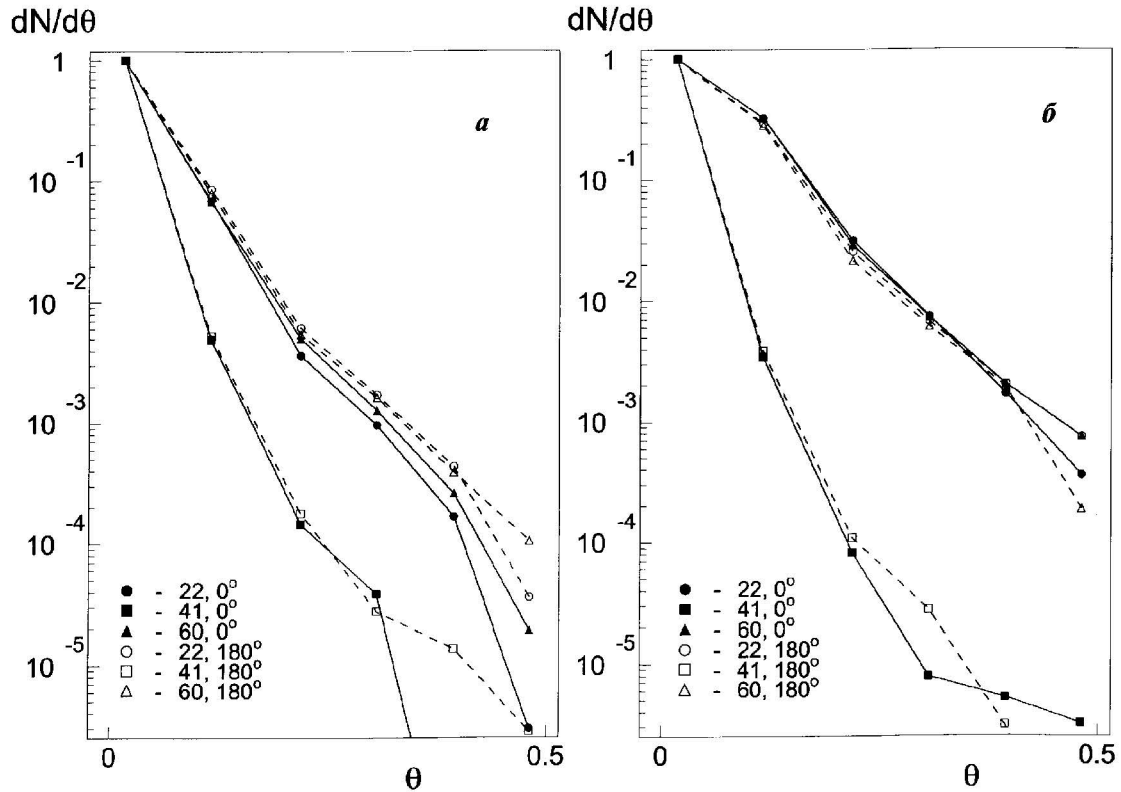


Рис. 3. Примеры средних функций углового распределения черенковского света для ливней с энергиями 100 ТэВ (а) и 1000 ТэВ (б), приходящих с северного (0°) и южного (180°) направлений для разных точек наблюдения (в обозначениях первые цифры — номер детектора, вторые — направление оси детектора)

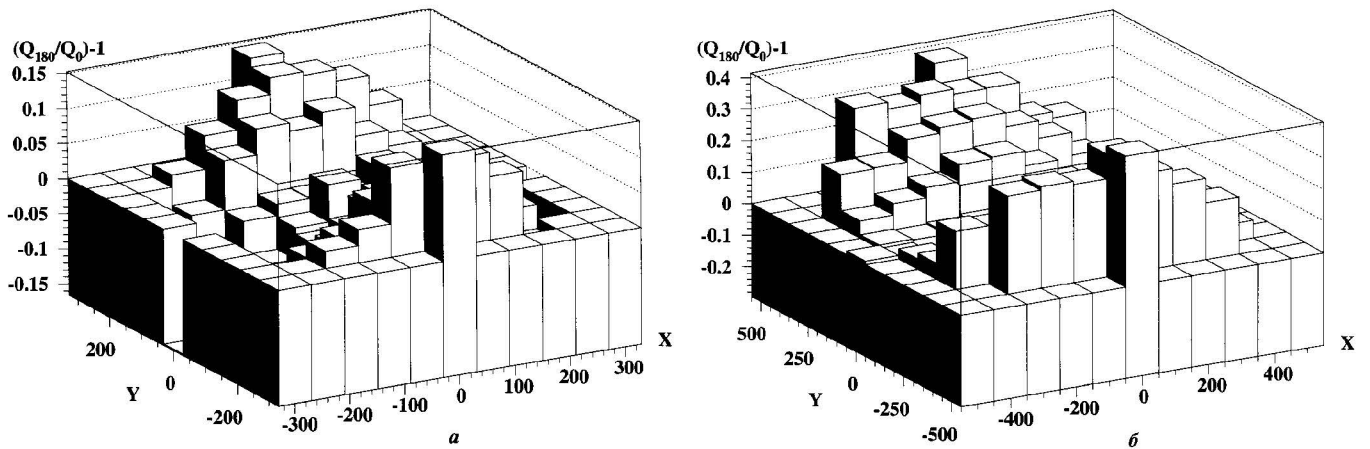


Рис. 4. Отличие от единицы отношения средних чисел фотонов, приходящих с северного и южного направлений в различные телескопы, для ливней с энергией $E_0 = 100$ ТэВ (а) и 1000 ТэВ (б)

Т а б л и ц а 1

Параметры	$E_0 = 100$ ТэВ		$E_0 = 1000$ ТэВ	
	Направление			
	0°	180°	0°	180°
a , рад $^{-1}$	$17,58 \pm 0,01$	$16,94 \pm 0,01$	$14,17 \pm 0,01$	$13,37 \pm 0,01$
b , км $^{-1}$ · рад $^{-1}$	$6,116 \pm 0,006$	$6,167 \pm 0,006$	$7,077 \pm 0,003$	$7,225 \pm 0,003$
c_x , км $^{-1}$	$15,97 \pm 0,01$	$16,64 \pm 0,01$	$20,13 \pm 0,01$	$18,78 \pm 0,01$
c_y , км $^{-1}$	$15,39 \pm 0,01$	$14,94 \pm 0,01$	$18,39 \pm 0,01$	$16,31 \pm 0,01$
d , фотон	$48\,220 \pm 20$	$46\,630 \pm 20$	$1\,809\,300 \pm 160$	$1\,225\,700 \pm 120$

более удаленных от вертикальной плоскости XOZ , в которой лежит ось ливня. Хорошо видно вызванное влиянием магнитного поля искажение («размазывание») светового пятна в поперечном направлении.

Мы использовали следующую аппроксимацию средней ФПУР черенковского света:

$$f(\theta, \phi, r, \psi | a, b, c_x, c_y, d) = d \exp \left\{ - \left(a\theta + \sqrt{(c_x r \cos \psi)^2 + (c_y r \sin \psi)^2} \right) \right\} \times |0,8 \sin(0,5(\phi - \psi)) + 0,2|^{b(1 - \exp \{3000\theta r\})};$$

$$\mathbf{r} = (r, \psi); \quad \Theta = (\theta, \phi). \quad (1)$$

В табл. 1 приведены значения параметров аппроксимации (см. формулу (1)) для различных энергий и направлений прихода ливней.

Т а б л и ц а 2

Эффективная площадь	$E_0 = 100$ ТэВ		$E_0 = 1000$ ТэВ	
	Направление			
	0°	180°	0°	180°
$S, \text{ км}^2$	0,363	0,385	1,169	1,389

3. Оценка отношения скоростей счета ШАЛ, приходящих с севера и юга

Построенную модель средней ФПУР черенковского света можно использовать для оценки требуемого отношения скоростей счета ШАЛ, приходящих с севера и юга. Это может быть сделано следующим образом:

1) определяют эффективную площадь регистрации ШАЛ для обоих направлений прихода и обеих первичных энергий (это необходимо для того, чтобы ограничить пределы интегрирования по пространственным переменным при вычислении скорости счета ШАЛ);

2) вычисляют скорость счета ШАЛ для каждого случая, интегрируя поток космических лучей по площади регистрации S и по углам в пределах конуса направлений прихода ливней Ω с учетом триггерного условия; определяют отношение скоростей счета ШАЛ с севера и юга.

Эффективная площадь регистрации ШАЛ. Для оценки скорости счета ШАЛ нам достаточно иметь верхнюю оценку эффективной площади регистрации. Поскольку наибольшей площадью регистрации будет для ливней, параллельных оси детектора, то для получения этой оценки мы должны применить триггерное условие, используемое в данном телескопе, к функции $f(0, 0, r, \psi)$. Минимальное число фотонов Q_{thr} , регистрируемое телескопом, можно определить следующим образом. Экспериментально измеренный уровень фона ночного неба составляет $\nu = 8 \cdot 10^{11}$ фотон/(м²·ср·с). Таким образом, за время черенковской вспышки телескоп регистрирует $n = \nu \Omega_{det} S_{det} T \approx 600$ фоновых фотонов. Здесь $\Omega_{det} = \pi(0,0576 \text{ рад})^2 = 0,01$ ср — телесный угол телескопа, $S_{det} = 1,9$ м² — площадь светосбора телескопа, $T = 40$ нс — время собирания черенковских фотонов. Событие регистрируется, если сигнал от черенковской вспышки превышает уровень флуктуаций фона в 10 раз. Таким образом, $Q_{thr} = 10\sqrt{n} \approx 250$ фотонов. Получаемые для этого порога значения эффективных площадей регистрации приведены в табл. 2.

Оценка скорости счета ШАЛ. Поскольку нас интересует отношение скоростей счета, то можно положить все интенсивности равными единице. Предполагаем, что направления прихода ШАЛ распределены изотропно, а точки падения ливней на уровень наблюдения распределены равномерно. В этом случае скорость счета ξ ливней данной энергии определяется следующим выражением:

$$\xi = \int_S \int_{\Omega} z(\mathbf{r}_0, \Theta_0, Q_{thr}) d\Theta_0 d\mathbf{r}_0. \quad (2)$$

Здесь S — большее из двух значений S_0, S_{180} в табл. 2 для соответствующей энергии, $\Omega = 2\pi(1 - \cos \alpha)$, θ_0 — угол между направлением прихода ливня и осью телескопа, r_0 — расстояние между телескопом и точкой пересечения оси ливня с уровнем наблюдения, $z(\mathbf{r}_0, \Theta_0, Q_{thr})$ — триггерная функция:

$$z(\mathbf{r}_0, \Theta_0, Q_{thr}) = \begin{cases} 1, & \text{если } g(\mathbf{r}_0, \Theta_0) \geq Q_{thr}, \\ 0, & \text{если } g(\mathbf{r}_0, \Theta_0) < Q_{thr}, \end{cases} \quad (3)$$

где $g(\mathbf{r}_0, \Theta_0) = \iint F(\mathbf{r}_0, \Theta_0; \mathbf{r}, \Theta) d\mathbf{r} d\Theta$, $F(\mathbf{r}_0, \Theta_0, \mathbf{r}, \Theta)$ — ФПУР черенковского света от ливня, пришедшего в точку \mathbf{r}_0 под углом θ_0 к оси телескопа. Функция $F(\mathbf{r}_0, \Theta_0, \mathbf{r}, \Theta)$ нам неизвестна, поэтому мы не можем прямо рассчитать $g(\mathbf{r}_0, \Theta_0)$. Очевидно, однако, что $g(\mathbf{r}_0, 0) = f(0, 0, r_0, \psi_0)$. Кроме того, из каскадной теории следует, что, во-первых, для однородной среды без магнитного поля мы можем поменять местами аргументы функции $F(\mathbf{r}_0, \Theta_0; \mathbf{r}, \Theta)$ (\mathbf{r}_0 и \mathbf{r} , Θ_0 и Θ); во-вторых, F быстро падает с ростом θ . Последнее означает, что основная часть черенковского света излучается в направлении, близком к направлению оси ливня, поэтому ливни с большими θ_0 не будут регистрироваться телескопом. Для ливней, приходящих под малыми углами к оси телескопа, мы можем использовать аппроксимацию $f(\theta, \phi, r, \psi)$ вместо $g(\mathbf{r}_0, \Theta_0)$, заменив (θ, ϕ) на (θ_0, ϕ_0) и (r, ψ) на (r_0, ψ_0) , при этом оцениваемый эффект только усилится.

Результаты вычисления скоростей счета ШАЛ в северном и южном направлениях для протонных ливней с энергиями 100 и 1000 ТэВ приведены в табл. 3 (ошибки показывают максимальные отклонения величин при изменении параметров аппроксимации в пределах, указанных в табл. 1).

Т а б л и ц а 3

E_0	ξ		ξ_{18} / ξ_0
	Направление		
	0°	180°	
100 ТэВ	$0,0188 \pm 0,0001$	$0,0193 \pm 0,0001$	$1,028 \pm 0,010$
1000 ТэВ	$0,0505 \pm 0,0003$	$0,0554 \pm 0,0003$	$1,099 \pm 0,014$

Таким образом, в результате наших вычислений можно сделать вывод, что эффект имеет место, но он существенно меньше наблюдаемого в эксперименте.

Выводы

Проведенные расчеты показали, что наблюдаемое в эксперименте различие скоростей счета ШАЛ в северном и южном направлениях (в 2 раза) не может быть объяснено только влиянием геомагнитного поля на развитие ШАЛ. Требуется дальнейшие исследования для понимания причины явления. Возможно,

использование распределения по временам прихода черенковских фотонов на уровень наблюдения поможет понять разницу между результатами расчета и экспериментальными данными. Например, если регистрирующая система телескопа преимущественно отбирает ливни с большими прицельными параметрами (длинными импульсами черенковского света), то это может привести к увеличению рассматриваемого эффекта.

Литература

1. Бейсембаев Р.У., Вавилов Ю.Н., Вильданов Н.Г. и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 1999. **63**, №3. С. 554.
2. Knapp J., Heck D. // Extensive Air Shower Simulation with CORSIKA: A User's Manual. Kernforschungszentrum Karlsruhe KfK 5196 B (1993).
3. Калмыков Н.Н., Остапченко С.С. // Ядерная физика. 1993. **56**. С. 105.

Поступила в редакцию
10.12.99

РАДИОФИЗИКА

УДК 533.951

КИНЕТИЧЕСКАЯ ТЕОРИЯ НИЗКОЧАСТОТНОЙ НЕУСТОЙЧИВОСТИ ГАЗОРАЗРЯДНОЙ ПЛАЗМЫ

О. В. Кудреватова^{*)}, Меонг-Хи Ри, А. А. Рухадзе

(кафедра физической электроники)

Исследована низкочастотная неустойчивость разряда с постоянным током в слабоионизированной плазме, обусловленная вынужденным черенковским излучением релаксационных «колебаний» температуры дрейфующими электронами. Исследование проведено на основе кинетического уравнения с модельным интегралом столкновений Батнагара–Гросса–Крука, учитывающим релаксацию плотности и температуры электронов.

1. Основные уравнения

В работе [1] была рассмотрена низкочастотная неустойчивость слабоионизированной плазмы во внешнем постоянном электрическом поле, которая, по мнению авторов, обусловлена вынужденным излучением аperiодически затухающих в отсутствие тока релаксационных колебаний температуры дрейфующими электронами. При этом использовалась модель двухжидкостной гидродинамики плазмы с током. Инкремент развития неустойчивости оказался квадратичным по внешнему полю, что может вызвать сомнение в справедливости полученного результата. Дело в том, что гидродинамическая модель существенным образом опирается на малость отклонений состояния плазмы от термодинамического равновесия; при получении гидродинамических уравнений используется разложение по таким отклонениям [2].

В связи с этим в настоящей работе в рамках кинетической модели слабоионизированной плазмы полу-

чен результат, приведенный ранее в работе [1]. Ионы считаем холодными, причем их вклад в продольную диэлектрическую проницаемость берем в виде

$$\delta\epsilon^{(i)} = i \frac{\omega_{Li}^2}{\omega\nu_{i0}}, \quad (1)$$

где ν_{i0} — частота упругих ион-нейтральных столкновений. Тем самым мы пренебрегаем ионизационно-рекомбинационными и прилипательно-отлипательными процессами. Для описания электронов в этом приближении исходим из кинетического уравнения с модельным интегралом столкновений Батнагара–Гросса–Крука (БГК), приведенным в работе [2]**):

***) Заметим, что анализ подобной низкочастотной неустойчивости разряда на основе кинетического уравнения с интегралом столкновений в форме Б.И.Давыдова впервые был проведен в работе [3]. Однако использование одномерного приближения не позволило автору этой работы адекватно раскрыть физическую природу неустойчивости.

*) Федеральное «Научно-производственное предприятие «Торий»» Москва.