

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

УДК 537.52

Журнал технической физики, т. 56, в. 10, 1986

О ПРИРОДЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ЯВЛЕНИЙ В ВОРОНКЕ СМЕРЧА

А. И. Григорьев, О. А. Синкевич

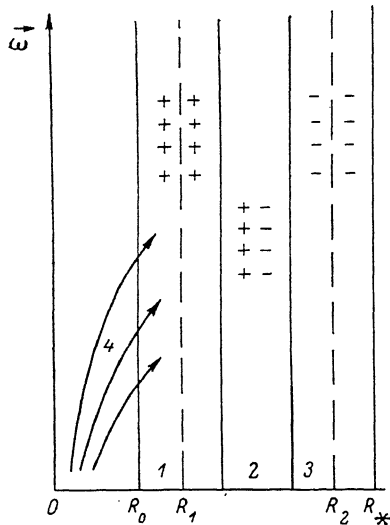
В настоящее время связь мелкомасштабных атмосферных вихрей — смерчей (торнадо) — с грозовыми облаками не вызывает сомнений [1, 2]. Неоднократно уже предлагались различные электро- и магнитогидродинамические модели смерчей [2-4]. Поэтому многочисленные факты интенсивной молниевой деятельности, сопровождающей прохождение смерчей [1, 2, 4], представляются вполне очевидными. Но кроме разрядов молний со смерчами связаны и более редкие и непонятные световые эффекты, которые также ассоциируются с электрическими явлениями в атмосфере: светящиеся пятна и кольца, вращающиеся вместе с воронкой; пульсирующие сияния, освещающие ее; сплошные свечения воронки в течение десятков минут. Подобные световые эффекты в смерчах известны уже несколько столетий [2-5]. Имеются даже фотографии светящихся воронок смерчей [4, 6]. Но физического истолкования всем этим явлениям до сих пор не дано, в то время как они естественно объясняются верным свечением, возникающим при электрическом разряде с водяных капель, исследованным в [7-9] и положенным в основу теоретической модели огней «св. зльма» [10].

1. Не углубляясь в обсуждение деталей происхождения и развития смерча, не существенных для выяснения природы электрических явлений в нем, примем в соответствии с существующими представлениями [1-4], что смерчеподобная структура может развиваться в обычном макронейтральном облаке, состоящем из разноименно заряженных капель, если его привести во вращение с угловой скоростью ω . Примем, как и в теории грозы [11], что средние размеры разноименно заряженных капель различны и что отрицательно заряженные капли крупнее положительно заряженных. Тогда в поле центробежных сил произойдет макроразделение разноименно заряженных капель: массивные отрицательно заряженные капли будут вынесены на периферию смерча, тогда как более мелкие положительно заряженные останутся в окрестности центра. Кроме того, в результате действия центробежных сил давление на оси вращения понизится и во вращающемся облаке появится градиент давления, перпендикулярный оси вращения, действие которого стабилизирует при некоторых значениях величин процесс седиментации капель, и установится квазиравновесное макроскопическое разделение электрических зарядов с осевой симметрией. Области концентрации положительно и отрицательно заряженных капель будут цилиндрическими с характерными расстояниями до оси вращения R_1 и R_2 (см. рисунок). Появившееся в итоге электрическое поле, подобное полю цилиндрического конденсатора, будет создаваться областью концентрации мелких положительно заряженных капель. Для нормальной грозовой деятельности — инициирования лидерного процесса искрового пробоя и проявления неустойчивости капель воды в электрическом поле — напряженность поля должна быть $\sim 10^4$ В/см [8, 11-13]. Поле такой величины на внешней границе области концентрации положительного заряда в стенке смерча при характерных для грозовых облаков объемных зарядах $\sim 10^{-7}$ К/м³ [11] появится при толщине области концентрации положительного заряда $\approx 10^2$ м. Но следует иметь в виду, что концентрация заряженных капель в стенке смерча и величина объемного заряда в ней могут (и должны) существенно отличаться от соответствующих характеристик грозового облака. В самом деле, при радиусах внутренней полости воронки смерча $R_0 \sim 10 \div 100$ м и скорости движения капель во внутренней части стенки воронки $V \approx 400$ м/с [1, 4] ¹ цен-

¹ По данным киносъемки [1, 4], скорость движения капель воды во внешней части стенки смерча не превышает 100 м/с. Но во внутренней части стенки она может превышать скорость звука, о чем неоднократно сообщалось на основании косвенных оценок. Это ясно и из общефизических соображений: если исходить из закона сохранения момента количества движения для капли, значения ее скорости во внешней части стенки ≈ 100 м/с, толщины стенки ≈ 100 м и радиуса внутренней полости воронки ≈ 50 м.

тробежное ускорение, с которым будут двигаться капли, на один-три порядка превысит по величине ускорение свободного падения. А поскольку разделение зарядов в смерче происходит именно под действием центробежных сил, то это приведет к увеличению концентрации капель и объемного заряда в стенке смерча соответственно на один-три порядка. В итоге толщина области концентрации положительных зарядов уменьшится до величины $\sim 0.1 \div 10$ м.

2. Во внутренней полости смерча давление по сравнению с внешним атмосферным понижено примерно на 10 % [4, 4]. Поэтому вода, попадающая при перемещении смерча из внешней среды внутрь воронки, будет интенсивно испаряться, а водяной пар конденсироваться на мелких капельках внутренней поверхности стенки воронки. При конденсации, а также вследствие коагуляции капель во внутренней части стенки будет происходить их укрупнение. Соответственно будет увеличиваться и действующая на них центробежная сила, которая будет выносить каплю на периферию смерча. Но прежде чем крупная капля будет



перемещена центробежными силами из внутренней части стенки во внешнюю, что происходит за характерное время ~ 1 с, в ней за время $\sim 10^{-3}$ с может развиться неустойчивость Тонкса—Френкеля, сопровождающаяся выбросом большого количества мелких положительно заряженных капелек с зарядом порядка половины предельного для капель данного размера в смысле устойчивости по Рэлею. Вокруг каждой из эмиттированных капелек тут же зажжется поддерживающийся за счет фотоионизации коронный разряд [10]. Кроме того, крупная капля будет эмиттировать большое количество высокоэнергетических положительных ионов, способ-

Схема разделения электрических зарядов в стенке смерча.

1 — область концентрации положительного заряда, 2 — область квазинейтральности, 3 — область концентрации отрицательного заряда, 4 — пары воды, R_* — внешний радиус смерча.

ных к эффективной ионизации воздуха [9]. Визуально все это будет восприниматься как появление на капле свечения веерной формы. Критическая для развития неустойчивости Тонкса—Френкеля напряженность электрического поля E связана с коэффициентом поверхностного натяжения σ и радиусом капли r известным безразмерным соотношением [13] $E^2 r \sigma^{-1} \geq 2.6 \cdot 10^4$, откуда легко найти для капли воды $E \approx 10^4$ В/см при $r \approx 0.1$ см. Поле такой величины, согласно сделанному предположению, существует на внешней границе области концентрации положительного заряда. Поэтому, когда крупная капля, образовавшаяся вследствие конденсации и коагуляции во внутренней части области концентрации положительного заряда, будет проходить под действием центробежных сил область поля $\sim 10^4$ В/см, она испытает неустойчивость, выбросит облачко положительно заряженных капелек, которые останутся на границе области концентрации положительного заряда, а сама, приобретя отрицательный заряд, будет вынесена на периферию смерча. Таким образом, в стенке смерча будет действовать своеобразный электрический генератор, основанный на постоянном притоке водяного пара из внутренней полости смерча и на существовании в стенке смерча электрического поля $E \sim 10^4$ В/см, создаваемого мелкими положительно заряженными капельками в результате непрерывно идущих процессов микро- и макро-разделения зарядов.

При достаточно интенсивном притоке водяного пара к внутренней стенке воронки смерча веерное свечение с крупных капель может охватить всю воронку, и тогда она визуально будет восприниматься как светящийся столб, что и фиксируется наблюдателями [2, 4, 5]. Если же критическая напряженность электрического поля будет достигаться только в отдельных участках воронки (или при дефиците паров воды во внутренней полости воронки), свечение будет появляться пятнами или кольцами [2, 4].

Литература

- [1] Сноу Дж. Торнадо. — В мире науки, 1984, № 4, с. 44—56.
- [2] Sogou C. Proc. Roy. Soc., London, 1984, v. A392, p. 415—426.
- [3] Шилова Е. И., Щербинин З. В. Магнитогидродинамическая модель слабого смерча. — Магнитная гидродинамика, 1974, № 2, с. 77—86

- [4] *Наливкин Д. В.* Ураганы, бури, смерчи. Л.: Наука, 1969. 487 с.
 [5] *Сизо де ла Фон.* Чудеса природы. М., 1822, ч. 1. 381 с.
 [6] *Барри Дж. Д.* Шаровая молния и четочная молния. М.: Мир, 1983. 286 с.
 [7] *Zeleny J.* Phys. Rev., 1914, v. 3, p. 69—91.
 [8] *English W. N.* Phys. Rev., 1948, v. 74, N 2, p. 179—189.
 [9] *Григорьев А. И., Синкевич О. А.* О природе свечения, возникающего при разряде с капли воды. — Письма в ЖТФ, 1985, т. 11, № 3, с. 182—187.
 [10] *Григорьев А. И., Синкевич О. А.* О возможном механизме возникновения огней «св. Эльма». — ЖТФ, 1984, т. 54, № 7, с. 1276—1283.
 [11] *Мучник В. М.* Физика гроз. Л.: Гидрометеоздат, 1974. 350 с.
 [12] *Базелян Э. М., Горин Б. Н., Левитов В. И.* Физические и инженерные основы молниезащиты. Л.: Гидрометеоздат, 1978. 224 с.
 [13] *Taylor G.* Proc. Roy. Soc. London, 1964, v. A280, p. 383—397.

Ярославский государственный университет

Поступило в Редакцию
16 июля 1985 г.

УДК 539.075

Журнал технической физики, т. 56, в. 10, 1986

РАЗРЕШЕНИЕ СВЕРХТОНКОЙ СТРУКТУРЫ α -СПЕКТРОВ КРЕМНИЕВЫМИ ПЛАНАРНЫМИ ДЕТЕКТОРАМИ

*В. К. Еремин, Е. М. Вербицкая, Н. Б. Строкан, В. Л. Сузанов,
А. М. Малаяренко*

Как известно, тонкая структура α -спектров характеризуется линиями, отстоящими на 42—43 кэВ влево от основной. Эта структура уверенно разрешается кремниевыми детекторами, так как для этого требуется точность $\approx 0.5\%$, легко реализуемая на практике.

Однако в α -спектрах ядер с нечетным числом нуклонов имеются линии, отстоящие всего на 13 кэВ. Для разрешения такой сверхтонкой структуры необходимы детекторы с разрешающей способностью ≤ 10 кэВ, что близко к теоретическому пределу.

Отметим, что до недавнего времени надежно освещенным являлся уровень 13 кэВ. Это достигалось на поверхностно-барьерных структурах [1] либо на структурах, получаемых с помощью ионной имплантации [2]. В последнее время за счет оптимизации структуры детекторов и использования имеющегося опыта микроэлектроники удалось реализовать уровень 10 кэВ даже в промышленном варианте [3].

В настоящем сообщении приводится анализ механизма потерь в детекторах короткопробежных частиц. Представлены результаты измерения детекторов с разрешением ~ 10 кэВ, полученных в ФТИ им. А. Ф. Иоффе АН СССР.

1. При выборе конструкции прецизионного спектрометра α -частиц мы исходили из установленных ранее особенностей формирования импульса для случая плотных треков, образующих «состояние плазмы». Описанной ранее дифференциальной методикой с калибровкой по двум реперным линиям [4] были определены потери заряда в трене электронно-дырочных пар и вычислены времена жизни носителей в состоянии плазмы $\tau_{пл}$. При этом было установлено, что традиционные поверхностно-барьерные структуры (сравнительно с предлагаемыми нами) характеризуются на два порядка меньшим значением $\tau_{пл}$. Этот факт следует связать с большей скоростью поверхностной рекомбинации S .

Очевидно, что в состоянии плазмы электроны и дырки могут стекать на поверхность и рекомбинировать через поверхностные состояния. В качестве оценки времени жизни для указанного процесса можно принять

$$\tau_{пов} = a/S, \quad (1)$$

где a — длина части трека, успевающая обмениваться носителями с поверхностью за время $t_{пл}$. При этом выполняется соотношение ($D \leq 20$ см²/с — коэффициент амбиполярной диффузии)

$$a^2 = 2.5Dt_{пл}.$$

В итоге

$$\tau_{пов} = \sqrt{2.5Dt_{пл}}/S$$

и относительные потери заряда на поверхностную рекомбинацию составят

$$\lambda_{пов} = \frac{t_{пл}}{\tau_{пов}} = \frac{S\sqrt{t_{пл}}}{\sqrt{2.5D}} f(a). \quad (2)$$

Поясним смысл функции $f(a)$. Типичные времена плазмы равны $t_{пл} = 5$ нс. Соответственно величина $a = 5$ мкм, что составляет малую часть трека. Поэтому в выражение для потерь (2) введена функция $f(a)$, учитывающая распределение плотности ионизации по длине трека