

УДК 530.145 + 524.85

## Вакуумное рождение $W$ - и $Z$ -бозонов в ранней космологии как дополнительный источник реликтового излучения

*Д. Б. Блашке*

Институт теоретической физики, Вроцлавский университет, г. Вроцлав, Польша

*М. П. Дабровский*

Институт физики, Щецинский университет, г. Щецин, Польша

*В. В. Дмитриев, А. В. Прозоркевич, С. А. Смолянский*

Саратовский государственный университет, Физический факультет, г. Саратов, Россия

*Рассмотрен дополнительный источник реликтовых фотонов, обусловленный вакуумным рождением и последующей аннигиляцией векторных  $W$ - и  $Z$ -бозонов вследствие вакуумной неустойчивости, возникающей в результате быстрого изменения их масс в период электрослабого фазового перехода в ранней Вселенной. Предварительные оценки показывают, что этот вклад в плотность фотонов реликтового излучения незначителен.*

PACS: 03.70.+k

### Введение

Согласно общепринятому сценарию развития Вселенной на временах порядка  $\sim 10^{-35}$  с происходит нарушение GUT-симметрии, и электрослабое взаимодействие отделяется. В процессе последующего фазового перехода, наряду с лептонами и кварками, рождаются и приобретают массы и заряды  $W^\pm$ -,  $Z$ -бозоны.

Процессы аннигиляции ведут к появлению фотонной компоненты этой первичной плазмы. Фотонный газ быстро достигает квазиравновесного состояния и становится источником реликтового излучения. Плотность реликтовых фотонов может быть оценена исходя из температуры первичной плазмы в момент установления равновесного состояния.

Фазовый переход второго рода, в результате которого электрически заряженные частицы приобретают массы, регулируется динамикой полей Хиггса, вызванной расширением Вселенной. В этом процессе косвенно участвует также электрически нейтральная составляющая плазмы, вклад которой необходимо учитывать в общем тензоре энергии-импульса материи, определяющем самосогласованным образом скорость эволюции Вселенной.

Кинетическое описание такого сильно неравновесного процесса представляет собой сложную проблему. Полная самосогласованная система уравнений состоит из совокупности кинетических уравнений (КУ) всех компонент плазмы в сильных

нестационарных полях Хиггса и уравнений, определяющих эволюцию как самих полей Хиггса, так и масштабного фактора космологической модели. Такая система уравнений с необходимостью должна учитывать различные вакуумные эффекты, такие как, например, вакуумное рождение частиц в сильных гравитационных [1] и хиггсовских полях.

Некоторые относящиеся к этой проблематике работы были выполнены раньше [2—6]. В серии работ [3—5] была построена (на основе различных методических подходов) кинетическая теория вакуумного рождения частиц в сильных электромагнитных и хромо-электромагнитных полях в пространстве Минковского. В работе [6] рассмотрен пример кинетического описания рождения скалярных частиц в простейшей системе с нарушенной симметрией [7].

В настоящей работе рассмотрим ту часть проблемы, которая связана с космологическим рождением массивных векторных  $W^\pm$ -,  $Z$ -бозонов. Такое внимание к этому сектору фазового перехода обусловлено в первую очередь неоднозначностью в выборе одного из двух известных вариантов теории массивных векторных полей [8] и связанной с этим неоднозначностью в описании массивных векторных частиц. Важным обстоятельством являются также преимущественное рождение  $W^\pm$ -,  $Z$ -бозонов на самой ранней стадии динамического электрослабого фазового перехода (в силу соотношения неопределенности  $\Delta t \Delta m \sim 1$ ) и их большая масса ( $\sim 100$  ГэВ), что неизбежно должно от-

ражаться на особенностях в их аннигиляционных спектрах.

Чтобы рассмотреть  $W^\pm$ -,  $Z$ -сектор обособленно, мы заменяем истинную динамику фазового перехода некоторой упрощенной феноменологической моделью изменения массы векторных бозонов. Подобный подход в квантовой теории поля был проанализирован в работе [3] на основе так называемого инерциального механизма вакуумного рождения частиц, обусловленного нестабильностью вакуума относительно быстрого изменения масс покоя частиц. В работе [4] показано, что в рамках конформной космологической модели ценой подбора параметров, описывающих эволюцию массы покоя (предполагалось, что массы  $W^\pm$ -,  $Z$ -бозонов совпадают) векторных бозонов, можно получить плотность аннигиляционных фотонов, формирующих реликтовое излучение, сопоставимую с наблюдаемой в настоящее время.

Следует подчеркнуть, что вакуумное рождение частиц должно сопровождать любой фазовый переход, при котором происходит быстрое изменение масс квазичастиц [9]. Модельное замещение хиггсовского механизма инерциальным обусловлено лишь желанием упростить проблему без потери ее существенных черт.

Таким образом, целью настоящей работы является попытка более последовательно проанализировать модель вакуумного рождения массивных векторных бозонов в модели Фрийдмана—Робертсона—Уокера (FRW) на основе инерциального механизма. Основные определения приведены ниже.

В разделе "Кинетические уравнения" дан краткий обзор результатов по теории КУ, описывающих этот процесс.

Используются метрика с сигнатурой  $\text{sign}(g_{ik}) = -2$  и система единиц  $\hbar = c = 1$ .

### Основные определения

В пространстве FRW существуют две выделенные системы отсчета: эйнштейновская система отсчета (соответствующая сопутствующему наблюдателю)

$$ds^2 = dt^2 - a^2(t)dl^2 \quad (1)$$

и йордановская, имеющая конформно-статический вид,

$$ds^2 = a^2(t)[d\eta^2 - dl^2]. \quad (2)$$

Обе системы связаны преобразованием

$$\eta = \int dt a^{-1}(t) \quad (3)$$

между синхронным собственным временем  $t$  и безразмерным конформным временем  $\eta$ .

В уравнениях (1), (2)

$$dl^2 = \gamma_{\alpha\beta} dx^\alpha dx^\beta = d\chi^2 + \varphi^2(\chi) [d\theta^2 + \sin^2 \theta d\varphi^2], \quad (4)$$

где

$$\varphi(\chi) = \begin{cases} \text{sh } \chi, & \chi \in 0, \infty, \quad k = -1; \\ \chi, & \chi \in 0, \infty, \quad k = 0; \\ \sin \chi, & \chi \in 0, 2\pi, \quad k = 1. \end{cases} \quad (5)$$

Случай  $k = 0$  в (5) соответствует плоскому пространству-времени (однако четырехмерная кривизна отлична от нуля). Такая метрика называется квазиевклидовой. Масштабный фактор  $a(t)$  отвечает только за масштабы длин.

Случай  $k = -1$  соответствует гиперболическому пространству-времени (открытая модель с отрицательной кривизной). В этом случае гиперповерхности  $t = \text{const}$  замкнуты и обладают симметрией группы  $O(3,1)$ , обеспечивающей  $d = 3$  геометрию Лобачевского.

Для  $k = 0$  метрика (1), (4) описывает сферическое пространство-время (закрытая модель с положительной кривизной). Гиперповерхности  $t = \text{const}$  являются сферами с группой симметрии  $O(4)$ . В двух последних случаях масштабный фактор  $a(t)$  — это радиус кривизны трехмерного пространства в заданный момент времени.

Эйнштейновская система наиболее адекватна для данной задачи. Здесь собственная эволюция массы покоя векторных бозонов целиком обусловлена особенностями электрослабого фазового перехода в период расширения Вселенной.

В теории массивных векторных полей хорошо известны два независимых подхода [8], которые в равной степени удовлетворяют всем требованиям квантовой теории полей (КТП).

Наиболее популярной является модель Прока с функцией Лагранжа

$$L(x) = \sqrt{-g} \left\{ -\frac{1}{4} F_{ik} F^{ik} + \frac{1}{2} m^2 V^2 \right\}, \quad (6)$$

где

$$F_{ik} = V_{ki} - V_{ik} = V_{ki} - V_{ik}. \quad (7)$$

Из выражений (6) и (7) следуют уравнения движения

$$F_k{}^{ik} + m^2 V^i = 0. \quad (8)$$

Ковариантное дифференцирование этого уравнения приводит к связям второго рода [10]

$$V_i{}^i = 0. \quad (9)$$

С учетом (9) уравнения движения (8) принимают вид

$$V_{kj}{}^j + R_{ki} V^i + m^2 V_k = 0, \quad (10)$$

где  $R_{ki}$  — тензор Ричи.

Соответствующий тензор энергии-импульса равен

$$T_{ik} = -g^{jl} F_{ij} F_{kl} + m^2 V_i V_k - g_{ik} \sqrt{-g} L. \quad (11)$$

Альтернативная теория основана на лагранжиане

$$L^*(x) = \sqrt{-g} \left\{ -\frac{1}{4} V_{ik} V^{ik} + \frac{1}{2} m^2 V^2 \right\}. \quad (12)$$

Этот лагранжиан также приводит к уравнению движения (10). Однако калибровочное условие (9) здесь не содержится в исходном лагранжиане (12), а вводится как дополнительное (как в квантовой электронике). Тензор энергии-импульса в этом подходе равен

$$T_{ik}^* = -V_{ji} V_k^j - g_{ik} \sqrt{-g} L^*. \quad (13)$$

Тензор (13) не совпадает с (11) [11]. В плоском пространстве это различие может быть сведено к дивергентным членам [7]. Эквивалентность динамических уравнений двух теорий может быть полностью восстановлена, если в лагранжиан (12) ввести дополнительное слагаемое [12], т. е. имеем

$$-\frac{1}{2} R_k^i V_i V^k.$$

Однако такие локальные характеристики системы как тензор энергии-импульса остаются существенно различными.

В настоящее время не существует ясных указаний, позволяющих предпочесть один из двух подходов. Эту неоднозначность в какой-то мере устраняет традиционное использование лагранжианов Прока (6) в моделях единых теорий со спонтанно нарушенной симметрией.

Ниже предполагается, что массы покоя векторных бозонов одинаковы и зависят от времени  $t$  в эйнштейновской системе отсчета; квазиклассическое электромагнитное поле отсутствует.

### Кинетические уравнения

Быстрое изменение масс покоя ведет к нестабильности вакуума и вакуумному рождению  $W$ - и  $Z$ -бозонов. При этих условиях вакуумное рождение массивных векторных бозонов описывается системой КУ для продольной и поперечной компонент. Соответствующие системы КУ были получены в работах [11—13] в метрике FRW в модели Прока (6), а также в [4] в пространстве Минковского в модели (12).

Выберем в качестве опорной систему КУ работ [11—13] (см. также [14]; подходы работ [12] и [11], [13] несколько отличаются, но приводят к одинаковым результатам):

$$f'_s(J, \eta) = \frac{1}{2} w_s(J, \eta) \int_{\eta_0}^{\eta} d\eta_1 w_s(J, \eta_1) \times \\ \times [1 + 2f_s(J, \eta_1) \cos 2\theta(J; \eta, \eta_1)], \quad (14)$$

где для всех функций типа  $f(\eta)$  использовано обозначение  $df(\eta)/d(\eta) = f'(\eta)$  и

$$\theta(J; \eta, \eta_1) = \int_{\eta_1}^{\eta} d\eta_2 \omega(J, \eta_2), \quad (15)$$

а безразмерная частота в (15) равна

$$\omega(J, \eta) = [\lambda^2 + m^2 a^2(\eta)]^{1/2}. \quad (16)$$

Амплитуда  $w_s$  имеет разный вид для поперечной ( $s = 2, 3$ ) и продольной ( $s = 1$ ) компонент

$$w_{\perp}(J, \eta) = \omega'(J, \eta) / \omega(J, \eta); \quad (17)$$

$$w_{\parallel}(J, \eta) = -w_{\perp}(J, \eta) + 2a'(\eta) / a(\eta). \quad (18)$$

Кинетические уравнения (14) записаны для функций распределения массивных векторных бозонов с поляризацией  $s$ , которые определены как вакуумное ожидание

$$f_s(J, \eta) = \langle 0 | a_s^+(J, \eta) a_s(J, \eta) | 0 \rangle \quad (19)$$

в соответствующем фазовом пространстве квантовых чисел  $J = \{\lambda, l, m\}$ ,

где  $\lambda \in [0, \infty)$ ;  $l = 0, 1, \dots$  — для  $k = 0, -1$ ;

$\lambda = 1, 2, \dots$ ;  $l = 0, 1, \dots, \lambda - 1$  — для  $k = 1$

и  $|m| = 0, 1, \dots, l$  — для всех трех моделей.

Функции (19) достаточно для вычисления всех наблюдаемых величин, которым соответствует набор коммутирующих операторов в квазичастичном (диагональном) представлении. Операторы рождения и уничтожения в уравнении (19) подчиняются каноническим коммутационным соотношениям

$$[a_s(J, \eta), a_s^+(J', \eta)] = \delta_{JJ'},$$

где функция  $\delta_{JJ'}$  определена на множестве квантовых чисел  $J$  с мерой  $d\mu(J)$ ,

$$d\mu(J) = \begin{cases} \int_0^{\infty} d\lambda \sum_{l=0}^{\infty} \sum_{m=-l}^l & \text{для } k = 0, -1; \\ \sum_{\lambda=1}^{\infty} \sum_{l=0}^{\lambda-1} \sum_{m=-l}^l & \text{для } k = 1. \end{cases}$$

В случае действия двух механизмов вакуумного рождения (космологического расширения и инерциального) из (16) и (17) получаем

$$w_{\perp}(J, \eta) = \left( \frac{ma}{\omega} \right)^2 \left[ \frac{m'}{m} + \frac{a'}{a} \right].$$

В общем случае необходимо обеспечить согласование между функциями  $a(\eta)$  и  $m(\eta)$ , что недостижимо из-за феноменологической природы инерциального механизма. По этой причине зависимость  $m(\eta)$  будет фиксироваться ниже "размазанной" ступенчатой функцией

$$m(\eta) = \frac{1}{2} m_f + m_i + \frac{1}{2} m_f - m_i \operatorname{th} \frac{\eta}{\tau_m},$$

где  $m_f, m_i$  — асимптотические значения массы при  $\eta \rightarrow \pm\infty$ ,  $\tau_m$  определяет скорость эволюции.

С учетом сделанного предположения не имеет смысла искать зависимость  $a(\eta)$  как решение уравнений Гильберта—Эйнштейна из-за невозможности на данном этапе корректного определения уравнения состояния (в рамках рассматриваемой ограниченной модели). Это оправдывает задание масштабного фактора в виде "гравитационного солитона" [13]

$$a(\eta) = \frac{1}{2} a_f + a_i + \frac{1}{2} a_f - a_i \operatorname{th} \frac{\eta}{\tau_a},$$

со "своим" параметром  $\tau_a$ .

Предполагается, что в "начальный" момент времени  $\eta \rightarrow -\infty$  векторные бозоны являются безмассовыми и  $a_i = 0$  [11].

Таким образом,

$$m(\eta) = \frac{1}{2} m \left[ 1 + \operatorname{th} \frac{\eta}{\tau_m} \right],$$

$$a(\eta) = \frac{1}{2} a_f \left( 1 + \operatorname{th} \frac{\eta}{\tau_a} \right),$$

где  $m = m_f$  — наблюдаемая в настоящий момент масса  $W^{\pm}, Z$ -бозонов  $\sim 100$  ГэВ.

Предполагается также, что в "начальный" момент времени функции распределения всех компонент безмассового векторного поля равны нулю

$$f_{s(i)} = 0.$$

В качестве граничных условий выбирается требование конечности функции распределения.

Оставляя в стороне проблему вычисления тензора энергии-импульса (13), порожденных из вакуума векторных бозонов [13], запишем функцию плотности числа частиц

$$n_s(\eta) = \frac{3g_s}{2\pi^2 a^3(\eta)} \int d\mu(\lambda) f_s(J, \eta), \quad (20)$$

где  $g_s$  — фактор вырождения ( $g_{\perp} = 2, g_{\parallel} = 1$ );

$3$  — множитель, обусловленный равным представительством  $W^{\pm}, Z$ -бозонов (здесь учтены только частицы);

$$\int d\mu(\lambda) = \begin{cases} \int d\lambda(\lambda^2 - k) & \text{для } k = 0, -1; \\ 0 & \\ \sum_{\lambda=1}^{\infty} (\lambda^2 - 1) & \text{для } k = 1. \end{cases}$$

Система КУ (14) эквивалентна системе обыкновенных дифференциальных уравнений [14]

$$f'_s = \frac{1}{2} w_s u_s; \quad u'_s = w_s (1 + 2f_s - 2\omega_s);$$

$$v'_s = 2\omega_s.$$

Для исследования сходимости интегралов (20) используется метод асимптотических разложений (процедура  $n$ -волновой регуляризации [14, 15]). Интеграл (20) для продольно поляризованных частиц обнаруживает линейную расходимость, обусловленную вторым (чисто полевым) слагаемым в формуле (18), тогда как для поперечно поляризованных частиц он сходится. Это означает, что квазичастичная функция распределения продольных векторных бозонов не имеет смысла. Для его искусственного восстановления используется процедура регуляризации, основанная на вычитании контрчленов, в качестве которых следует выбрать два лидирующих члена асимптотического ряда функции распределения [10—13], однако такой путь не является корректным решением проблемы. По-видимому, расходимость интеграла плотности числа продольно поляризованных бозонов является указанием на неблагоприятное существование теории массивного векторного поля в искривленном пространстве-времени. Оставляя эту проблему в стороне, для оценки эффекта предположим, что "правильное" определение плотности продольно поляризованных бозонов дает тот же вклад, что и поперечно поляризованные. Поведение плотности рожденных частиц в области параметров  $ma_f = 1, \tau_m = \tau_a$  представлено на рис. 1, 2. Как следует из графиков, количество рождающихся векторных бозонов в такой модели недостаточно для заметного вклада в наблюдаемую плотность реликтовых фотонов.

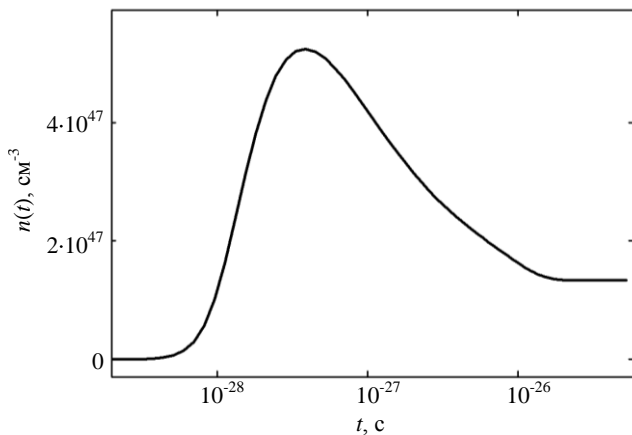


Рис. 1. Зависимость плотности рождающихся векторных бозонов от собственного времени в области параметров  $ma_f = 1$ ,  $\tau_m = \tau_a$

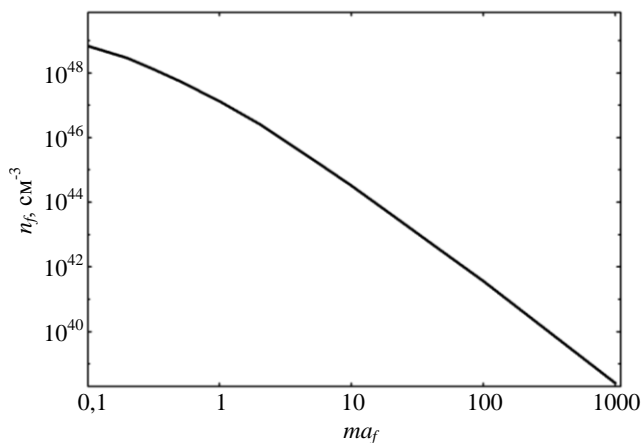


Рис. 2. Зависимость остаточной плотности частиц  $n_f$  от параметра  $ma_f$

### Заключение

Рассмотрен эффект вакуумного рождения массивных векторных бозонов на основе кинетической теории [11—13], являющейся непертурбативным следствием модели Прока массивного векторного поля. При этом были использованы предположения о солитоноподобном характере изменения как масштабного фактора в метрике FRW, так и массы покоя векторных бозонов. Предполагалось также, что векторные бозоны с различными поляризациями рождаются с одинаковой интенсивностью. В этих предположениях

оказалось, что такой механизм, по-видимому, не может обеспечить достаточно интенсивное рождение частиц, дающее заметный вклад в плотность реликтовых фотонов.

Наиболее слабым звеном в рассмотренном подходе является предположение о равенстве плотностей числа бозонов с продольной и поперечной поляризациями вопреки предсказанию теории о расходимости плотности числа продольных бозонов в пространстве FRW. Нельзя исключить, что последнее обстоятельство является указанием на дефектность подхода Прока и необходимость подробного исследования альтернативного варианта теории, основанного на лагранжиане (12) с внешним калибровочным условием.

### Литература

1. Биррелл Н., Девис П. Квантованные поля в искривленном пространстве-времени. — М.: Мир, 1984.
2. Blaschke D. B., Vinitzky S. I., Gusev A. A., Pervushin V. N., Proskurin D. V. // Ядерная физика. 2004. Т. 67. С. 1074.
3. Филатов А. В., Прозоркевич А. В., Смолянский С. А., Тонеев В. Д. // ЭЧАЯ (в печати), 2008.
4. Блашке Д. Б., Прозоркевич А. В., Рейхель А. В., Смолянский С. А. // Ядерная физика. 2005. Т. 68. С. 1090.
5. Винник Д. В., Мизерный В. А., Прозоркевич А. В., Смолянский С. А., Тонеев В. Д. // Там же. 2001. Т. 64. С. 775.
6. Смолянский С. А., Скоков В. В., Прозоркевич А. В. // Письма в ЭЧАЯ. 2005. Т. 2. С. 50.
7. Vaaske J., Heinen A. // Phys. Rev. 2003. V. 67. P. 105020.
8. Боголюбов Н. Н., Ширков Д. В. Введение в теорию квантованных полей. — М.: Наука, 1976.
9. Блашке Д. Б., Прозоркевич А. В., Филатов А. В., Смолянский С. А. // Изв. вузов. Прикладная нелинейная динамика. 2007. Т. 15. № 6. С. 38.
10. Гитман Д. М., Тютин И. В. Каноническое квантование полей со связями. — М.: Наука, 1986.
11. Мамаев С. Г., Мостепаненко В. М., Шелюто В. А. // Теор. и мат. Сер. Физика. 1985. Т. 63. С. 64.
12. Верякин А. В., Лапчинский В. Г., Рубаков В. А.: Препринт П-0198 ИЯИ, 1981.
13. Гриб А. А., Нестерук А. В., Шелюто В. А. Проблемы теории гравитации и элементарных частиц. — М.: Энергоатомиздат, 1982.
14. Гриб А. А., Мамаев С. Г., Мостепаненко В. М. Вакуумные квантовые эффекты в сильных полях. — М.: Энергоатомиздат, 1988.
15. Зельдович Я. Б., Старобинский А. А. // ЖЭТФ. 1971. Т. 61. С. 2161.

Статья поступила в редакцию 11 июня 2008 г.

## Vacuum creation of massive vector bosons in the FRW model of early Universe

*D. B. Blaschke*

Institute for Theoretical Physics, University of Wrocław, Wrocław, Poland

*M. P. Dabrowski*

Institute of Physics, University of Szczecin, Szczecin, Poland

*V. V. Dmitriev, A. V. Prozorkevich, S. A. Smolyansky*

Physical Department of Saratov State University, Saratov, Russia

*We consider an additional source of the relict photon generation stipulated by vacuum creation of vector W- and Z-bosons as a consequence of vacuum instability relatively of fast alteration their masses during electroweak phase transition in the early Universe. Preliminary estimation has showed that this contribution in the photon density of CMB is insignificant.*

PACS: 03.70.+k

УДК 533.5

## Расчет высоты образования пылевых структур в атмосфере

*Е. М. Апфельбаум, Ю. П. Власов, С. А. Триггер*

Объединенный институт высоких температур РАН, Москва, Россия

*Рассмотрено торможение микрометеоритов в верхних слоях атмосферы, приводящее к возможности образования пылевых слоев заряженных частиц на высотах 70—90 км. Такие слои при определенных условиях могут наблюдаться невооруженным глазом и известны под названием "серебристые облака". Объяснение высоты образования облаков и их типичной толщины до сих пор не имеет систематического решения, поскольку правильный учет сил, действующих на микрометеориты, и их параметров неизвестен с достаточной точностью. Развита модель представляет простой и эффективный подход к решению стационарной и нестационарной задач торможения. Стационарное решение приводит к разумному согласию наблюдаемых высот существования облаков, параметров микрометеоритов и вычислений, нестационарное решение будет рассмотрено в отдельной статье.*

PACS: 06.30.-k

### Введение

В последние два десятилетия возрос интерес к влиянию пылевых структур на свойства атмосферы Земли. Такое влияние проявляется, в частности, в образовании пылевых слоев, известных как "серебристые облака" (noctilucent clouds, далее — NLC). Толщина этих облаков составляет несколько километров, что много меньше толщины собственно атмосферы. Кроме того, их оптическая толщина много меньше единицы, но на закате их можно наблюдать невооруженным взглядом. (Такие наблюдения были проведены впервые в 1885 г.

в условиях летней полярной атмосферы [1]). На протяжении последних двух десятков лет радары, работающие в диапазоне 50—1000 Гц, показывают наличие радиоотражений на тех же высотах, где обнаружены NLC. Это явление называется "полярное мезосферное радиоотражение" (Polar Mesosphere Summer Echo, далее — PMSE).

Корреляция в наблюдении этих двух явлений позволяет считать, что радиоотражения вызваны именно наличием NLC. Поэтому эти явления часто объединяют и называют полярными мезосферными облаками (Polar Mesospheric Clouds, далее — PMC).