

**ПОЛУЭМПИРИЧЕСКИЙ ПРИБЛИЖЕННЫЙ МЕТОД ИССЛЕДОВАНИЯ
НЕКОТОРЫХ ВОПРОСОВ АЭРОНОМИИ ОБЛАСТИ D ИОНОСФЕРЫ.****II. ОТРАБОТКА (КАЛИБРОВКА) МЕТОДА
ПО ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫМ ДАННЫМ****SEMI-EMPIRICAL METHOD OF STUDYING THE D-LAYER AERONOMY.
II. EVIDENCE-BASED CALIBRATION OF THE METHOD****С.И. Козлов***Институт динамики геосферы
им. акад. М.А. Садовского РАН,
Москва, Россия, s_kozlov@inbox.ru***С.Ш. Николайшвили***Институт прикладной геофизики им. акад. Е.К. Федорова
Росгидромета,
Москва, Россия, ser58ge@mail.ru***S.I. Kozlov***Institute of Geosphere Dynamics RAS,
Moscow, Russia, s_kozlov@inbox.ru***S.Sh. Nikolaishvili***Fedorov Institute of Applied Geophysics,
Moscow, Russia, ser58ge@mail.ru*

Аннотация. Приводятся результаты обработки (калибровки) по экспериментальным данным полуэмпирического метода исследования некоторых вопросов аэрномии области D ионосферы. Используются данные двух типов: 1) одновременные измерения высотных профилей электронной концентрации $N_e(h)$ и скоростей ионизации $q(h)$ в возмущенных условиях; 2) средние значения $\langle N_e \rangle$ в различных гелиогеофизических условиях при низкой и высокой солнечной активности. Дается детальный анализ привлекаемых экспериментальных данных и описывается методология отработки метода. Показано, что во всех гелиогеофизических ситуациях необходимо использовать зависимости констант скоростей реакций от температуры T . При этом к выбору распределения $T(h)$ следует подходить с осторожностью, учитывая, по возможности, большинство известных факторов, влияющих на него. Делается вывод о целесообразности использования новых скоростей фотоотлипания электронов от первичного отрицательного иона O_2^- , зависящих от зенитного угла Солнца и h . Неизвестные константы скорости диссоциативной рекомбинации кластерных положительных ионов и скорость фотоотлипания электронов от сложных отрицательных ионов можно рассматривать в качестве свободно варьируемых параметров, естественно, в разумных пределах. В возмущенной ионосфере экспериментальные данные показывают падение N_e на всех h при $q \approx (1.3 \div 2) \cdot 10^2 \text{ см}^{-3} \text{ с}^{-1}$ с последующим их ростом с увеличением q , что подтверждается расчетами по полуэмпирической модели, правда, для более широкого диапазона изменений q . Для лучшего согласия модельных расчетов с экспериментом и теоретического понимания обнаруженного эффекта требуется проведение дальнейших исследований. При использовании дневных средних $\langle N_e \rangle$ результаты расчетов по полуэмпирическому методу качественно не противоречат общим представлениям о поведении аэрномических параметров в области D. Проведенные исследования показывают, что обсуждаемый метод позволяет получать качественные оценки во всех гелиогеофизи-

Abstract. This paper presents the results of evidence-based calibration of a new semi-empirical method for studying the D-layer aeronomy. We use simultaneous measurements of altitude profiles of electron density $N_e(h)$ and ionization rate $q(h)$ under disturbed conditions (case 1) and mean $\langle N_e \rangle$ under various heliogeophysical conditions at low (LSA) and high (HSA) solar activity (case 2). The experimental data and methods are described in detail. It is shown that it is necessary to include temperature dependences of rate constants $T(h)$ for all heliogeophysical conditions. Care should be taken when choosing the $T(h)$ distribution with due regard to most of known factors having an effect on it, wherever possible. We draw a conclusion on the practicability of the use of new photodetachment rates that depend on the solar zenith angle and h . The unknown dissociative recombination rate for cluster positive ions and the photodetachment rate can be reasonably considered as free parameters, of course within due limits. Under disturbed ionospheric conditions, the evidence shows a fall in N_e at all altitudes h when $q \approx (1.3 \div 2) \cdot 10^2 \text{ cm}^{-3} \cdot \text{s}^{-1}$ with further increase in the parameters with q , which is confirmed by calculations using the semi-empirical model, yet for a wider range of q variations. The theoretical model that explains the aforementioned effect is the subject of future study. The results for dayside $\langle N_e \rangle$ coincide qualitatively with our knowledge on the behavior of aeronomy parameters in the D layer. The studies suggest that the presented method allows qualitative estimations under all heliogeophysical conditions and even wholly satisfactory quantitative estimations under disturbed ionospheric conditions.

Keywords: lower ionosphere, missile launch, aeronomy, inverse problem.

ческих условиях, а для возмущенной ионосферы — вполне удовлетворительные количественные результаты.

Ключевые слова: нижняя ионосфера, ракетные пуски, аэрономия, обратная задача.

ВВЕДЕНИЕ

Для оценки и исследования некоторых важных вопросов аэрономии области D ионосферы на разных широтах и в различных гелиогеофизических условиях был предложен полуэмпирический приближенный метод [Козлов и др., 2022]. Он позволяет определять многие характеристики ионосферы в диапазоне высот $h \sim 50\text{--}90$ км, используя единственный экспериментальный параметр — высотное распределение электронной плотности $N_e(h)$.

Во второй части исследования по экспериментальным данным приводятся результаты отработки (калибровки) метода, который представляет собой достаточно простую математическую модель. Для этого прежде всего используются экспериментальные данные [Whitten et al., 1965; COSPAR, 1972], когда одновременно измерялись $N_e(h)$ и скорости ионизации атмосферы $q(h)$ в условиях искусственного и естественного возмущения D -области. К сожалению, подобных данных очень мало. Причиной такой ситуации, по-видимому, являются большие трудности в организации и проведении экспериментов типа [Whitten et al., 1965; COSPAR, 1972; Козлов, 2021], а также аналогичных [Козлов, Смирнова, 1992а, б; Haerendel, Sagdeev, 1981; Авдюшин и др., 2007]. В этих экспериментах необходимо одновременно синхронно проводить измерения на ИСЗ, ракетах и с помощью различных наземных средств диагностики D -области. Поэтому здесь привлекаются также эмпирические средние значения $N_e(h)$ [Данилов и др., 1991; Danilov et al., 1995; Беккер, 2018].

Во всех случаях полагают, что расчеты удовлетворительно согласуются с экспериментом, если $q(h)$ и $N_e(h)$ одновременно лежат в пределах инструментальной точности измерений этих величин. Согласно [Swider, Dean, 1975; Козлов и др., 2022], такая точность для концентрации электронов зависит от значений $N_e(h)$: при $N_e(h) \geq 10^3 \text{ см}^{-3}$ она составляет $\pm 30\%$ и фактор 2 при $N_e(h) < 10^3 \text{ см}^{-3}$; $q(h)$ — $\pm 50\%$. Когда расчеты и эксперимент не соответствуют изложенному выше требованию, делается попытка улучшить расчеты, варьируя неизвестные или плохо изученные параметры модели [Козлов и др., 2022].

1. ОСНОВНЫЕ УРАВНЕНИЯ, МЕТОДОЛОГИЯ РАСЧЕТОВ, НАЧАЛЬНЫЕ УСЛОВИЯ

Введем следующие обозначения: $K = [X_1^-] + [X_2^-]$ — суммарная концентрация первичного ($X_1^- \equiv O_2^-$) и кластерных $[X_2^-]$ отрицательных ионов; $A = K + N_e = [X_1^+] + [X_2^+]$ — условие электроней-

тральности среды; $[X_1^+]$, $[X_2^+]$ — концентрации первичных и кластерных положительных ионов. Все указанные параметры, очевидно, являются функциями h .

Основные уравнения:

$$\alpha_{d1}\alpha_{d2}K^3 + \left[\alpha_{d1}I_2 + \alpha_{d2}(2\alpha_{d1}Ne + B_{O_2^-} + I_1) \right] K^2 + \left\{ N_e \left[\alpha_{d1}I_2 + \alpha_{d2}(B_{O_2^-} + I_1 + \alpha_{d1}N_e - \beta[O_2]^2) \right] + \right. \quad (1)$$

$$\left. + B_{O_2^-}I_2 + I_1I_2 \right\} K - \beta[O_2]^2 N_e (I_2 + \alpha_{d2}N_e + B_{O_2^-}) = 0,$$

$$q = \frac{\alpha_{d1}\alpha_{d2}(K + N_e)^3 + \alpha_{d2}(K + N_e)^2 B_{NO^+}}{\alpha_{d2}(K + N_e) + B_{NO^+}}, \quad (2)$$

$$\alpha_{d1}\alpha_{d2}A^3 + \alpha_{d2}B_{NO^+}A^2 - \alpha_{d2}qA - qB_{NO^+} = 0, \quad (3)$$

$$N_e = \frac{ACD}{CD + \beta[O_2]^2(D + B_{O_2^-})}, \quad (4)$$

где α_{d1} , α_{d2} — константы скоростей диссоциативной рекомбинации ионов $[X_1^+]$ и $[X_2^+]$ с электронами; I_1 , I_2 — скорости фотоотлипания электронов от ионов $[X_1^-]$ и $[X_2^-]$ под действием солнечного излучения; β — константа скорости прилипания электронов в тройных соударениях к O_2 ; $B_{O_2^-} = 6 \cdot 10^{-10}[O_3] + 4 \cdot 10^{-31}[O_2]^2$ — скорость преобразования O_2^- в $[X_2^-]$; B_{NO^+} — эффективная скорость преобразования $[X_1^+]$ в $[X_2^+]$, определяемая по уравнениям (17) или (18) из [Козлов и др., 2022]; $C = B_{O_2^-} + I_1 + \alpha_{d1}A$; $D = I_2 + \alpha_{d2}A$. Вывод приведенных уравнений дается в первой части статьи [Козлов и др., 2022] (квазистационарные условия). Самосогласованность выражений (1)–(4) подтверждалась многочисленными расчетами по цепочке

$$N_{e0} \rightarrow K \rightarrow q \rightarrow A \rightarrow N_{e0} \quad (5)$$

при любых начальных значениях N_{e0} на всех высотах в различных гелиогеофизических условиях.

Расчет других известных параметров, характеризующих D -область, проводится по уравнениям

$$\lambda = \frac{K}{N_e}, \quad (6)$$

$$f^+ = \frac{[X_2^+]}{[X_1^+]} = \frac{B_{NO^+}}{\alpha_{d2}A}, \quad (7)$$

$$f^- = \frac{[X_2^-]}{[X_1^-]} = \frac{2AB_{O_2^-}}{2I_2A + q}. \quad (8)$$

Эффективный коэффициент рекомбинации

$$\alpha_{\text{эфф}} = \frac{q}{N_e^2(1+\lambda)}; \quad (9)$$

коэффициент ион-ионной рекомбинации

$$\alpha_i = \frac{q}{2A^2} = \frac{\alpha_{d1} + \alpha_{d2}f^+}{2(1+f^+)}. \quad (10)$$

Методология расчетов при экспериментально полученных N_{e3} и q_3 заключается в следующем. Подставив в (1) и (2) N_{e3} , а в (3) и (4) — q_3 , определяем модельные значения q_M и N_{eM} . Затем проводится оценка точности расчетов по уравнениям

$$\Delta q = \frac{q_3 - q_M}{q_M}, \quad (11)$$

$$\Delta N_e = \frac{N_{e3} - N_{eM}}{N_{eM}}. \quad (12)$$

Вывод о согласии расчетов с экспериментом соответствует изложенной во введении логике.

Использование средних эмпирических значений $\langle N_{e3} \rangle$, предложенных в [Данилов и др., 1991; Danilov et al., 1995; Friedrich, Torkar, 2001; Friedrich et al., 2018; Беккер, 2018] для включения в детерминированные (типа IRI и др. [Bekker et al., 2021; Иванов-Холодный, Михайлов, 1980]) или статистические (см. [Козлов и др., 2014; Беккер, 2018]) модели ионосферы, позволяет получать только значения q_M . К сожалению, оценка качества получаемых величин q_M затруднительна и возможна лишь при их сравнении либо с общепринятыми физическими представлениями о поведении скорости ионизации атмосферы в зависимости от широты, высоты, времени суток, сезона, солнечной и магнитной активности, либо с теоретическими расчетами q . Очевидно, что такие оценки являются сугубо качественными. Тем не менее, они позволяют в ряде случаев высказать некоторые соображения об улучшении полуэмпирического метода.

Для начального (первичного) расчета во всех гелиогеофизических ситуациях принимается: $I_1 \approx 0.33 \text{ с}^{-1}$, $I_2 \approx 4 \cdot 10^{-2} \text{ с}^{-1}$ (ночью $I_1 = I_2 = 0$), $\alpha_{d1} = 2 \cdot 10^{-7} \text{ см}^3 \text{ с}^{-1}$, $\alpha_{d2} = 2 \cdot 10^{-6} \text{ см}^3 \text{ с}^{-1}$, $\beta = 4 \cdot 10^{-30} \text{ см}^6 \text{ с}^{-1}$ (среднее значение в диапазоне высот 50–85 км с учетом изменения температуры нейтрального газа T с ростом h); скорости преобразования V_{NO^+} , зависящие от $[\text{N}_2]$, $[\text{H}_2\text{O}]$, $[\text{CO}_2]$ и T находились по уравнению (17) из [Козлов и др., 2022], а $V_{\text{O}_2^-}$, определяемая $[\text{O}_2]$ и $[\text{O}_3]$, — по вышеприведенному соотношению; величины $[\text{O}_2]$, $[\text{N}_2]$, T и малых нейтральных составляющих $[\text{H}_2\text{O}]$, $[\text{CO}_2]$, $[\text{O}_3]$ оценивались на основании статистической обработки [Беккер, 2018] многочисленных экспериментальных данных, полученных на американском ИСЗ AURA в 2004–2018 гг. Время суток привязывается к зенитному углу Солнца χ , зависящему прежде всего от широты и h .

2. АНАЛИЗ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ

Хорошо известны эксперименты, выполненные на канадском полигоне Форт Черчилл (58.9° N,

265.8° E) во время солнечных протонных событий (СПС) 2–5 ноября 1969 г. [COSPAR, 1972] (см. также их анализ и интерпретацию в [Swider, Dean, 1975; Sellers, Strosio, 1975; Swider, 1977; Swider et al., 1978]). Несмотря на то, что одновременные измерения q и N_e [Whitten et al., 1965] явились первыми в геофизической практике, они известны несколько хуже. Кроме упомянутой работы, полученные результаты обсуждались еще в двух статьях: [Swider et al., 1971] по поводу оценок $\alpha_{\text{эфф}}$ и [Козлов, 1971], где была сделана попытка, используя критерий электронной-тральности среды, определить согласованность измеренных q_3 и N_{e3} между собой с помощью по тем временам достаточно сложной фотохимической модели. Модель включала четыре положительных иона: N_2^+ , O_2^+ , NO^+ , O^+ ; пять отрицательных: O^- , O_3^- , CO_3^- , O_2^- , NO_2^- , а также N_e . Такая ситуация возникла, по-видимому, из-за того, что измерения [Whitten et al., 1965] были проведены в условиях весьма специфического искусственного воздействия на ионосферу [Козлов, 2021] — одного из высотных ядерных взрывов (ВЯВ), проведенного США ночью над Тихим океаном в 1962 г. Авторы указали только, что источником ионизации были β -электроны осколков деления, но не привели мощность, высоту взрыва, расстояние от эпицентра и время измерения q_3 и N_{e3} после взрыва. Тем не менее, использование данных [Whitten et al., 1965] для калибровки модели не вызывает каких-либо сомнений, так как детальное описание источника возмущения и условий получения экспериментальных результатов, конечно, желательно, но не является принципиальным препятствием для отработки модели [Козлов, 2021; Козлов и др., 2022].

В табл. 1 для описанных выше экспериментов дается общая характеристика условий запусков ракет [Swider, Dean, 1975; Whitten et al., 1965]. Все запуски во время СПС проводились при средней солнечной активности $F10.7 = 105$ и высокой магнитной $A_p > 25$. Значения $F10.7$ и A_p во время проведения ночного ВЯВ неизвестны. Можно только отметить, что 1962 г. относится к спаду активности Солнца в 11-летнем цикле. Заметим также, что, если высоты $\Delta H = 50 \div 85$ км не освещаются Солнцем, то весьма вероятно, что измерения q_3 и N_{e3} при ВЯВ под воздействием β -электронов осколков деления, распространяющихся вдоль силовых линий магнитного поля, проводились в ближней магнитно-сопряженной области от точки взрыва.

Одновременные измерения $N_{e3}(h)$ [Swider, Dean, 1975; Нестерова, Гинзбург, 1985] и $q_3(h)$ [Swider, Dean, 1975], полученные во время запусков ракет, приведены в табл. 2. Обратим внимание, что значений $N_{e3} < 10^3 \text{ см}^{-3}$, точность измерения которых мала (см. выше), очень немного (~6%). В этой же таблице даны N_{e3} и q_3 , полученные во время ВЯВ.

С помощью известного соотношения [Козлов, 1971]

$$q_3 = (1+\lambda)^2 \alpha_{d1,d2} N_{e3}^2, \quad (13)$$

которое мы записали с учетом принятого допущения $\alpha_i \approx \alpha_{d1}$ и $\alpha_i \approx \alpha_{d2}$, по экспериментальным данным дополнительно были рассчитаны

Таблица 1

Общая характеристика условий запусков ракет

Условный номер пуска	Дата	Местное время	Зенитный угол Солнца	Время суток на поверхности Земли	Диапазон измерений ДН (км)	Время суток на высотах ДН
1	02.11.69	15:10	83°	день	44–105	день
2	03.11.69	06:57	96°	утренние сумерки	64–105	день
3	03.11.69	07:30	92°	утренние сумерки	60–112	день
4	03.11.69	12:54	75°	день	56–108	день
5	04.11.69	15:30	85°	день	54–103	день
6	04.11.69	16:38	93°	вечерние сумерки	57–108	день
7	1962	нет данных	нет данных	ночь	50–80	ночь

Примечание. № 1–6 — СПС, № 7 — ВЯВ.

Таблица 2

Экспериментальные данные при одновременном измерении скорости ионизации и электронной концентрации

h, км № запуска, параметр		50	55	60	65	70	75	80	85
		1	N_{e3}	$1.5 \cdot 10^3$	$5.1 \cdot 10^3$	$1.1 \cdot 10^4$	$1.5 \cdot 10^4$	$1.7 \cdot 10^4$	$1.7 \cdot 10^4$
	q_3	$9.0 \cdot 10^2$	$1.0 \cdot 10^3$	$8.0 \cdot 10^2$	$6.3 \cdot 10^2$	$4.0 \cdot 10^2$	$3.0 \cdot 10^2$	$2.0 \cdot 10^2$	$1.3 \cdot 10^2$
	$\alpha_3 \cdot 10^5$	40.54	3.86	0.65	0.29	0.13	0.10	0.04	0.01
	λ_3	α_{d1}	44	13	4.7	2.8	1.6	1.3	0.35
		α_{d2}	13	3.4	0.80	0.21			
	K_3	α_{d1}	$6.6 \cdot 10^4$	$6.6 \cdot 10^4$	$5.2 \cdot 10^4$	$4.1 \cdot 10^4$	$2.7 \cdot 10^4$	$2.2 \cdot 10^4$	$8.1 \cdot 10^3$
		α_{d2}	$2.0 \cdot 10^4$	$1.7 \cdot 10^4$	$8.9 \cdot 10^3$	$3.0 \cdot 10^3$			
	A_3	α_{d1}	$6.7 \cdot 10^4$	$7.1 \cdot 10^4$	$6.3 \cdot 10^4$	$5.6 \cdot 10^4$	$4.5 \cdot 10^4$	$3.9 \cdot 10^4$	$3.2 \cdot 10^4$
		α_{d2}	$2.1 \cdot 10^4$	$2.2 \cdot 10^4$	$2.0 \cdot 10^4$	$1.8 \cdot 10^4$	$1.7 \cdot 10^4$	$1.7 \cdot 10^4$	$2.4 \cdot 10^4$
	N_{e3}	–	–	$1.1 \cdot 10^2$	$4.9 \cdot 10^2$	$2.5 \cdot 10^3$	$6.9 \cdot 10^3$	$1.7 \cdot 10^4$	$2.4 \cdot 10^4$
		$1.3 \cdot 10^2$	$1.9 \cdot 10^2$	$1.5 \cdot 10^2$	$1.9 \cdot 10^2$				
	q_3	–	–	–	80.77	3.02	0.39	0.07	0.03
	$\alpha_3 \cdot 10^5$	–	–	–	80.77	3.02	0.39	0.07	0.03
	λ_3	α_{d1}	–	–	–	63	11	3.4	0.86
		α_{d2}	–	–	–	19	2.9	0.39	
	K_3	α_{d1}	–	–	–	$3.0 \cdot 10^4$	$2.8 \cdot 10^4$	$2.4 \cdot 10^4$	$1.4 \cdot 10^4$
		α_{d2}	–	–	–	$9.3 \cdot 10^3$	$7.2 \cdot 10^3$	$2.8 \cdot 10^3$	
	A_3	α_{d1}	–	–	–	$3.1 \cdot 10^4$	$3.1 \cdot 10^4$	$3.1 \cdot 10^4$	$3.1 \cdot 10^4$
		α_{d2}	–	–	–	$9.7 \cdot 10^3$	$9.7 \cdot 10^3$	$9.7 \cdot 10^3$	$1.7 \cdot 10^4$
	N_{e3}	–	–	$1.7 \cdot 10^2$	$1.9 \cdot 10^3$	$5.0 \cdot 10^3$	$8.7 \cdot 10^3$	$1.5 \cdot 10^4$	$2.6 \cdot 10^4$
		$1.3 \cdot 10^2$	$1.9 \cdot 10^2$	$1.5 \cdot 10^2$	$1.9 \cdot 10^2$				
	q_3	–	–	–	507.03	5.05	0.75	0.25	0.08
	$\alpha_3 \cdot 10^5$	–	–	–	507.03	5.05	0.75	0.25	0.08
	λ_3	α_{d1}	–	–	$1.6 \cdot 10^2$	15	5.1	2.6	1.1
		α_{d2}	–	–	49	4	0.94	0.13	
	K_3	α_{d1}	–	–	$2.7 \cdot 10^4$	$2.9 \cdot 10^4$	$2.6 \cdot 10^4$	$2.2 \cdot 10^4$	$1.6 \cdot 10^4$
		α_{d2}	–	–	$8.5 \cdot 10^3$	$7.8 \cdot 10^3$	$4.7 \cdot 10^3$	$1.1 \cdot 10^3$	
	A_3	α_{d1}	–	–	$2.7 \cdot 10^4$	$3.1 \cdot 10^4$	$3.1 \cdot 10^4$	$3.1 \cdot 10^4$	$3.1 \cdot 10^4$
		α_{d2}	–	–	$8.7 \cdot 10^3$	$9.7 \cdot 10^3$	$9.7 \cdot 10^3$	$9.7 \cdot 10^3$	$1.5 \cdot 10^4$
	N_{e3}	–	$1.7 \cdot 10^3$	$3.3 \cdot 10^3$	$4.6 \cdot 10^3$	$7.2 \cdot 10^3$	$1.5 \cdot 10^4$	$3.4 \cdot 10^4$	$4.7 \cdot 10^4$
		$8.0 \cdot 10^1$	$1.0 \cdot 10^2$	$9.0 \cdot 10^1$	$1.0 \cdot 10^2$	$1.2 \cdot 10^2$	$1.2 \cdot 10^2$	$1.2 \cdot 10^2$	$1.3 \cdot 10^2$
	q_3	–	3.27	0.81	0.47	0.23	0.05	0.01	0.01
	$\alpha_3 \cdot 10^5$	–	3.27	0.81	0.47	0.23	0.05	0.01	0.01
	λ_3	α_{d1}	–	12	5.4	3.9	2.4	0.60	
		α_{d2}	–	3.0	1.0	0.54	0.08		
	K_3	α_{d1}	–	$2.1 \cdot 10^4$	$1.8 \cdot 10^4$	$1.8 \cdot 10^4$	$1.7 \cdot 10^4$	$9.2 \cdot 10^3$	
		α_{d2}	–	$5.3 \cdot 10^3$	$3.4 \cdot 10^3$	$2.5 \cdot 10^3$	$5.6 \cdot 10^2$		
	A_3	α_{d1}	–	$2.2 \cdot 10^4$	$2.1 \cdot 10^4$	$2.2 \cdot 10^4$	$2.4 \cdot 10^4$	$2.4 \cdot 10^4$	$3.4 \cdot 10^4$
		α_{d2}	–	$7.1 \cdot 10^3$	$6.7 \cdot 10^3$	$7.1 \cdot 10^3$	$7.7 \cdot 10^3$	$1.5 \cdot 10^4$	$3.4 \cdot 10^4$
	N_{e3}	$1.5 \cdot 10^2$	$4.8 \cdot 10^2$	$1.4 \cdot 10^3$	$2.7 \cdot 10^3$	$3.6 \cdot 10^3$	$4.8 \cdot 10^3$	$8.3 \cdot 10^3$	$1.1 \cdot 10^4$
		$1.0 \cdot 10^1$	$1.5 \cdot 10^1$	$2.0 \cdot 10^1$	$2.2 \cdot 10^1$	$2.5 \cdot 10^1$	$2.5 \cdot 10^1$	$2.5 \cdot 10^1$	$2.5 \cdot 10^1$
	q_3	–	6.51	1.01	0.30	0.19	0.11	0.04	0.02
	$\alpha_3 \cdot 10^5$	–	6.51	1.01	0.30	0.19	0.11	0.04	0.02
	λ_3	α_{d1}	–	17	6.1	2.9	2.1	1.3	0.33

№ запуска, параметр		h, км		50	55	60	65	70	75	80	85
		α _{d2}	α _{d1}	—	4.7	1.2	0.23				
K ₃	α _{d1}	—	8.2·10 ³	8.6·10 ³	7.8·10 ³	7.6·10 ³	6.4·10 ³	2.8·10 ³	1.8·10 ²		
	α _{d2}	—	2.3·10 ³	1.8·10 ³	6.2·10 ²						
	α _{d1}	—	8.7·10 ³	1.0·10 ⁴	1.0·10 ⁴	1.1·10 ⁴	1.1·10 ⁴	1.1·10 ⁴	1.1·10 ⁴	1.1·10 ⁴	
	α _{d2}	—	2.7·10 ³	3.2·10 ³	3.3·10 ³	3.6·10 ³	4.8·10 ³	8.4·10 ³	1.1·10 ⁴		
A ₃	α _{d1}	—	8.7·10 ³	1.0·10 ⁴	1.0·10 ⁴	1.1·10 ⁴	1.1·10 ⁴	1.1·10 ⁴	1.1·10 ⁴	1.1·10 ⁴	1.1·10 ⁴
	α _{d2}	—	2.7·10 ³	3.2·10 ³	3.3·10 ³	3.6·10 ³	4.8·10 ³	8.4·10 ³	1.1·10 ⁴		
	α _{d1}	—	8.7·10 ³	1.0·10 ⁴	1.0·10 ⁴	1.1·10 ⁴	1.1·10 ⁴	1.1·10 ⁴	1.1·10 ⁴	1.1·10 ⁴	1.1·10 ⁴
	α _{d2}	—	2.7·10 ³	3.2·10 ³	3.3·10 ³	3.6·10 ³	4.8·10 ³	8.4·10 ³	1.1·10 ⁴		
6	N _{е3}	—	3.6·10 ²	6.8·10 ²	2.0·10 ³	3.9·10 ³	4.4·10 ³	7.4·10 ³	1.2·10 ⁴		
	q ₃	1.0·10 ¹	1.4·10 ¹	1.9·10 ¹	2.0·10 ¹	2.3·10 ¹	2.3·10 ¹	2.3·10 ¹	2.3·10 ¹		
	α ₃ ·10 ⁵	—	—	4.21	0.48	0.15	0.12	0.04	0.02		
	λ ₃	α _{d1}	—	—	14	3.9	1.7	1.5	0.45		
		α _{d2}	—	—	3.6	0.54					
	K ₃	α _{d1}	—	—	9.1·10 ³	8.0·10 ³	6.8·10 ³	6.4·10 ³	3.3·10 ³		
		α _{d2}	—	—	2.4·10 ³	1.1·10 ³					
	A ₃	α _{d1}	—	—	9.7·10 ³	1.0·10 ⁴	1.1·10 ⁴	1.1·10 ⁴	1.1·10 ⁴	1.1·10 ⁴	1.2·10 ⁴
		α _{d2}	—	—	3.1·10 ³	3.2·10 ³	3.9·10 ³	4.4·10 ³	7.4·10 ³	1.2·10 ⁴	
	7	N _{е3}	1.3·10 ³	3.4·10 ⁴	5.0·10 ⁴	8.0·10 ⁴	2.4·10 ⁵	2.7·10 ⁵	1.4·10 ⁵	—	
q ₃		7.0·10 ⁴	1.3·10 ⁵	1.36·10 ⁵	1.15·10 ⁵	9.2·10 ⁴	7.0·10 ⁴	4.0·10 ⁴	—		
α ₃ ·10 ⁵		4142.01	11.25	5.44	1.80	0.16	0.09	0.21	—		
λ ₃		α _{d1}	4.5·10 ²	23	15	8.5	1.8	1.2	2.3	—	
		α _{d2}	1.4·10 ²	6.5	4.2	2.0			0.03	—	
K ₃		α _{d1}	5.9·10 ⁵	7.7·10 ⁵	7.7·10 ⁵	6.8·10 ⁵	4.4·10 ⁵	3.2·10 ⁵	3.1·10 ⁵	—	
		α _{d2}	1.9·10 ⁵	2.2·10 ⁵	2.1·10 ⁵	1.6·10 ⁵			4.4·10 ³	—	
A ₃		α _{d1}	5.9·10 ⁵	8.1·10 ⁵	8.2·10 ⁵	7.6·10 ⁵	6.8·10 ⁵	5.9·10 ⁵	4.5·10 ⁵	—	
		α _{d2}	1.9·10 ⁵	2.5·10 ⁵	2.6·10 ⁵	2.4·10 ⁵	2.4·10 ⁵	2.7·10 ⁵	1.4·10 ⁵	—	

Таблица 3

Высоты h', на которых λ=1 при разных α_{d1} и α_{d2}

Номер запуска	1	2	3	4	5	6	7
h' (α _{d1})	76.6	79.9	80.5	73.9	76.5	77.4	—
h' (α _{d2})	59.6	73.8	69.9	60.0	61.0	64.2	72.6

$$\alpha_3 = \frac{q_3}{N_{e3}^2}, \tag{14}$$

$$\lambda_3 = \frac{1}{N_{e3}} \left(\frac{q_3}{\alpha_{d1,d2}} \right)^{1/2} - 1, \tag{15}$$

$$K_3 = \left(\frac{q_3}{\alpha_{d1,d2}} \right)^{1/2} - N_{e3}, \tag{16}$$

$$A_3 = K_3 + N_{e3} = \left(\frac{q_3}{\alpha_{d1,d2}} \right)^{1/2} = [X_1^+] + [X_2^+]. \tag{17}$$

Из уравнений (15), (16) легко получается соотношение для критического значения константы скорости диссоциативной рекомбинации

$$\alpha_{d1,d2} < \alpha_3, \tag{18}$$

когда λ₃ и K₃ остаются положительными, т. е. имеют физический смысл. Результаты расчетов по (14)–(17) даются в той же табл. 2 при α_{d1}=2·10⁻⁷ см³ с⁻¹ и α_{d2}=2·10⁻⁶ см³ с⁻¹. Пустые квадраты в строках λ₃, K₃ — условие (18) не выполняется, квадраты «←» — отсутствие экспериментальных данных.

Целесообразно провести более подробный анализ данных табл. 2, что позволит в дальнейшем наиболее оптимально определить направления улучшения полуэмпирической модели.

Значения λ₃, K₃, A₃ взаимосвязаны и определяются величинами α_{d1} и α_{d2}. С ростом h параметры λ₃, K₃ должны уменьшаться, а условие электронейтральности среды A₃ оставаться примерно постоянным [Козлов, 2021], что и наблюдается в действительности по данным табл. 2.

В табл. 3 даются высоты h', когда λ₃=1. Очевидно, при α_{d2} h' уменьшаются. Во всех запусках использование α_{d2} приводит на больших высотах к невыполнению условия (18). Такая ситуация при α_{d1} имеет место только в двух случаях — на h≥80 км во время запуска № 4 и на h=85 км при запуске № 6. Все это свидетельствует о том, что считать постоянными значения α_{d1} и α_{d2} в рассматриваемом диапазоне h, по-видимому, нельзя. В запуске № 7 (ВЯВ, ночь) даже при α_{d1} нет перехода λ₃ через единицу, а при α_{d2} на высотах 70 и 75 км λ₃<0. Линейная аппроксимация между соседними точками позволила приблизительно найти λ₃(70 км)=1.34, λ₃(75 км)=0.69. Для определения h' в этом запуске из (15) находим α_{d1}=α₃ — такое равенство маловероятно.

Необходимость использования зависимостей α_{d1}(h) и α_{d2}(h) подтверждается поведением A₃(h) во всех запусках. В нижней части D-области, где велика роль отрицательных ионов, для обоих коэффициентов A₃=K₃>N_{е3}, λ₃>1 (особенно хорошо это видно на h=50 км, на которой, к сожалению, одновременно измерения q и N_e были получены только в двух

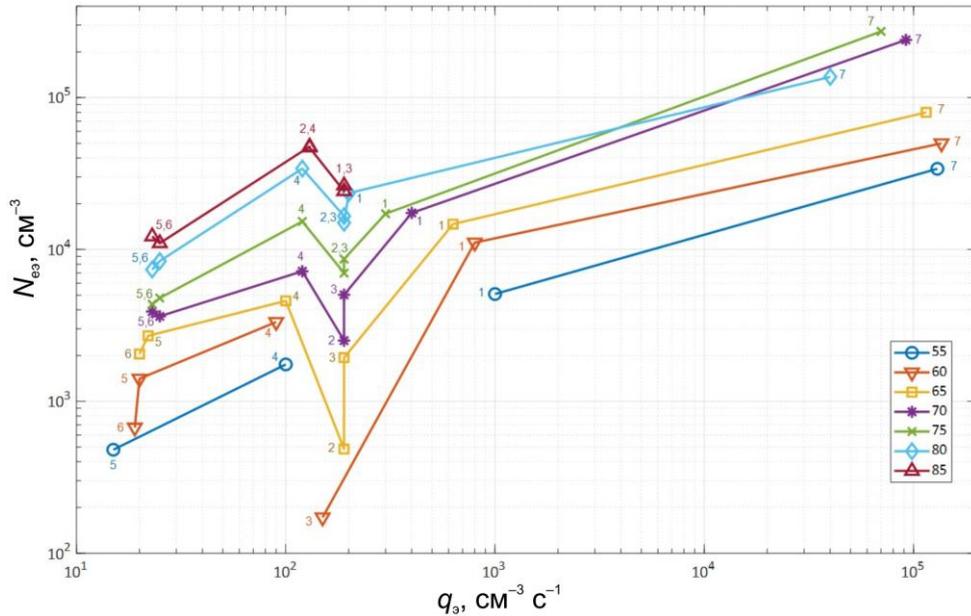


Рис. 1. Зависимость N_{es} от q_3 на различных высотах. Цифры около символов соответствуют номеру запуска ракет (см. табл. 1)

случаях). На больших высотах $A_3=N_{es}$, $\lambda_3 < 1$. Неожиданным оказалось лучшее согласие между A_3 и N_{es} при $\alpha_{d2} = 2 \cdot 10^{-6} \text{ см}^3 \text{ с}^{-1}$, который по определению относится либо к кластерным ионам X_2^+ , либо к неизвестному коэффициенту ион-ионной рекомбинации α_i . При этом $\alpha_{d2} \neq \alpha_3$ на высотах, где выполняется равенство $A_3=N_{es}$. Причины возникновения такой ситуации обсуждаются в следующей части статьи.

Несомненный интерес представляет анализ вариаций $N_{es}(q_3, h)$, которые показаны на рис. 1. Он дает возможность оценить самосогласованность измеренных N_{es} и q_3 , исходя из простых соображений о поведении электронной плотности в возмущенной D -области [Козлов, 1971; Смирнова и др., 1990]: на любых высотах с ростом скорости ионизации N_e должна возрастать. Конечно, рис. 1 имеет приближенный характер из-за ограниченного объема экспериментальных данных и применения линейной аппроксимации. Тем не менее, указанная выше тенденция проявляется на всех h . Исключением является диапазон $q_3 \approx (1.3 \div 2) 10^2 \text{ см}^3 \text{ с}^{-1}$, где на $h > 55$ км по данным запусков № 1–3 наблюдается падение N_e даже при исключении точек с $N_{es} < 10^3 \text{ см}^{-3}$. Возможно, это связано с точностью измерений N_{es} и q_3 . Более подробно обнаруженный эффект обсуждается в разделе 3.

Для отработки модели по эмпирическим средним величинам $\langle N_{es} \rangle$ использовались только данные [Беккер, 2018], полученные в результате достаточно полной статистической обработки каталога [Нестерова, Гинзбург, 1985], которые по сравнению с [Данилов и др., 1991; Danilov et al., 1995] представляются более репрезентативными. Эти данные представлены на рис. 2 для низкой (НСА, слева) и высокой (ВСА) солнечной активности. Качество модельных расчетов в этом случае оценивалось по значениям q , λ и $\alpha_{эфф}$, определяемых по логической цепочке (рис. 3) на основании известных представлений о поведении этих величин в области D .

3. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Поскольку калибровка модели проводится по экспериментальным данным двух типов, полученным в возмущенных (N_{es}, q_3) и спокойных ($\langle N_{es} \rangle$) условиях, результаты расчетов с использованием этих данных целесообразно сначала рассмотреть по отдельности, а затем попытаться высказать общие соображения.

3.1. На рис. 4, 5 показаны результаты расчетов Δq и ΔN_e по уравнениям (11) и (12) в соответствии с начальными исходными данными раздела 1.

С помощью табл. 2 легко найти, что суммарное количество измерений N_{es} и q_3 по всем запускам ракет с шагом 5 км по h составляет $S(N_{es}, q_3) = 104$, из них $S(N_e) = 49$, $S(q_3) = 55$.

Из рис. 4, 5 видно, что количество расчетов, в которых обе величины, N_{em} и q_m одновременно попали в диапазон инструментальной точности, составило всего 1 случай или $1 \cdot 100 / S(N_{es}, q_3) \approx 1$ (в процентах), количество оценок N_{em} , лежащих в пределах точности, оказалось равным 5, или $5 \cdot 100 / S(N_{es}) \approx 10.2$, расчетов q_m — 3, или $3 \cdot 100 / S(q_3) \approx 6.7$ от $S(q_3) = 49$, так как отсутствие N_{es} в ряде случаев не позволяет найти q_m .

Представленные оценки по сопоставлению модельных расчетов с экспериментальными данными мы условно называем точечными.

Другое сравнение расчетов с экспериментом можно провести на известных принципах геометрической вероятности. Расчеты проводились с шагом 5 км по h (см. табл. 2), а между точками использовалась линейная интерполяция (см. рис. 4, 5). Легко увидеть случаи, когда две соседние точки не попадают в область инструментальной точности измерений q , N_e , а часть прямой l , их соединяющей, проходит через эту область. Аналогичное соображение можно высказать ко всем другим ситуациям: какая-то часть общих кривых Δq и ΔN_e совпали с областью инструментальной

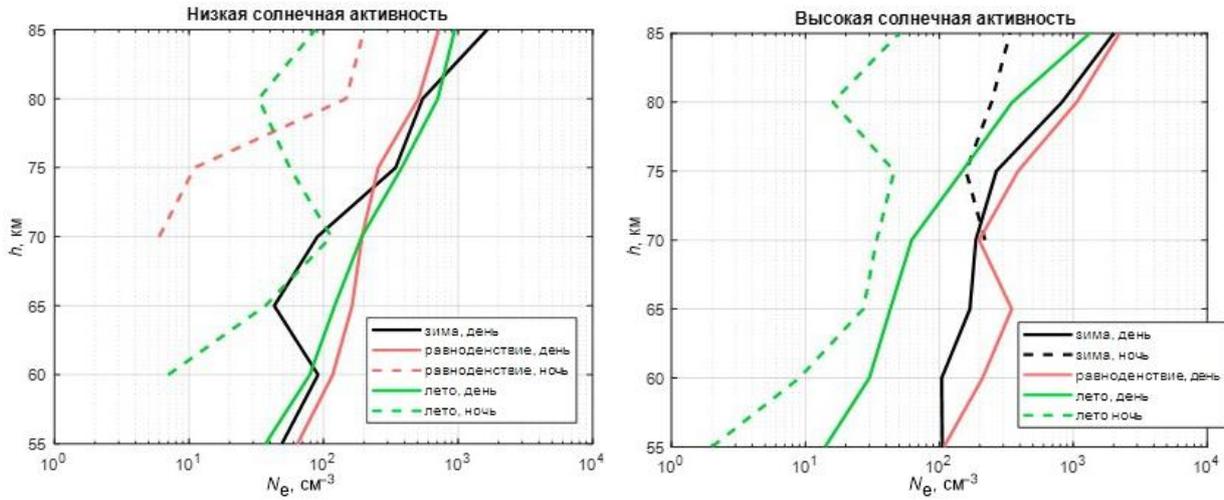


Рис. 2. Высотные профили N_e для разных гелиогеофизических условий по данным каталога [Нестерова, Гинзбург, 1985]

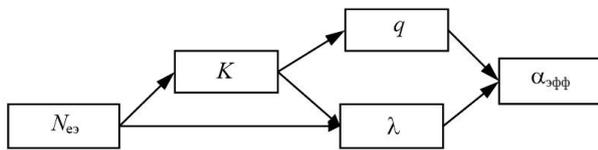


Рис. 3. Логическая цепочка для определения q , λ и $\alpha_{эфф}$

точности, другая — нет. Тогда качество расчетов определяется значениями вероятности $P(q, N_e) = l/L$, где L — общая длина кривой. Понятно, что $0 < P(q, N_e) < 1$.

Как и следовало ожидать, такая методика позволила улучшить результаты: $P(q, N_e) \approx 0.10$ (когда оба значения q и N_e одновременно попали в инструментальную точность), $P(N_e) \approx 0.12$, $P(q) \approx 0.19$.

Возникает вопрос — как относиться к полученным точечным и геометрическим оценкам, учитывая то, что они являются начальными и какие-либо действия по улучшению метода не предпринимались? Такое отношение должно базироваться на требованиях по точности, предъявляемых к решению той или иной задачи: в одних случаях результаты расчетов можно считать удовлетворительными, в других — нет.

Первый шаг по усовершенствованию полуэмпирического метода заключался в отказе от средних (постоянных) значений коэффициентов β , α_{d1} , α_{d2} , что соответствует выводу из анализа экспериментальных данных табл. 2. К системе уравнений (1)–(4) были присоединены выражения

$$\beta = 1.4 \cdot 10^{-29} (300/T) \exp(600/T), \quad (20)$$

$$\alpha_{d1} = 4 \cdot 10^{-7} (300/T)^{1.5}, \quad (21)$$

$$\alpha_{d2} = 2 \cdot 10^{-6} (300/T)^{0.5}, \quad (22)$$

первые два из которых достаточно хорошо известны благодаря лабораторным экспериментам и взяты согласно [Козлов и др., 2022], а последнее можно считать гипотетическим из-за отсутствия надежных теоретических расчетов и экспериментальных данных (см., например, [Боярчук и др., 2006; Gordillo-Vazquez, 2008; Van Gaens, Bogaerts, 2013]). Таким образом, α_{d2} следует рассматривать в качестве свободно

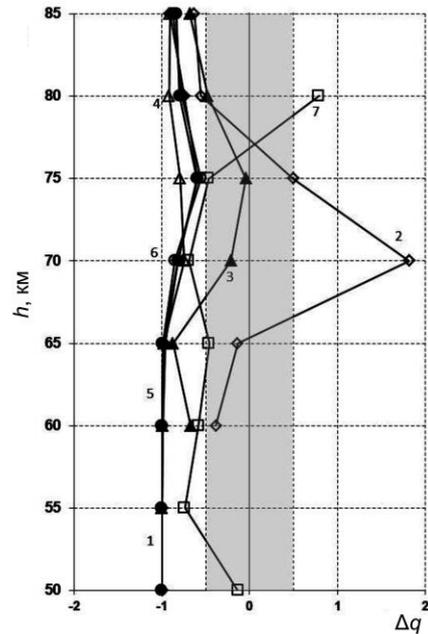


Рис. 4. Расчет Δq_n для запусков 1–6 (день, $I_1=0.33 \text{ c}^{-1}$, $I_2=0.04 \text{ c}^{-1}$), 7 (ночь, $I_1=I_2=0$), $\alpha_{d1}=2 \cdot 10^{-7} \text{ cm}^3 \text{ c}^{-1}$, $\alpha_{d2}=2 \cdot 10^{-6} \text{ cm}^3 \text{ c}^{-1}$, $\beta=4 \cdot 10^{-30} \text{ cm}^6 \text{ c}^{-1}$. Серое поле — точность измерения q

варьируемого параметра. Заметим также, что подстановка в (20)–(22) $T(h)$, реально существующих в ионосфере, ведет к сложным вариациям N_e , так как коэффициенты β падают, α_{d1} , α_{d2} растут. Учет $T(h)$ по данным ИСЗ Aura привел к следующим результатам: $S(q, N_e) \approx 10.2 \%$, $P(q, N_e) \approx 0.14$; $S(N_e) = 14.3 \%$, $P(N_e) = 0.17$; $S(q) \approx 16.3 \%$, $P(q) \approx 0.25$. Видно, что эти оценки значительно лучше предыдущих. Поскольку температуры на 50–85 км относительно неустойчивы и зависят от многих факторов (температура на $h < 50$ км, широта, сезон и т. д.), были проведены расчеты с распределением $T(h)$, взятым из известной глобальной модели нейтральной атмосферы MSIS-90. Принципиальное отличие MSIS от данных Aura заключается в том, что величины $T(h)$ на некоторых h больше. Получены следующие результаты: $S(q, N_e) \approx 10.2 \%$, $P(q, N_e) \approx 0.16$; $S(N_e) \approx 10.2 \%$,

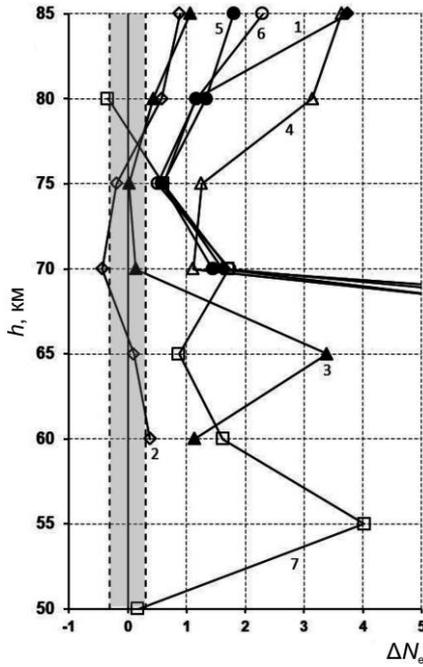


Рис. 5. Расчет ΔN_e для запусков 1–6 (день, $I_1=0.33 \text{ c}^{-1}$, $I_2=0.04 \text{ c}^{-1}$), 7 (ночь, $I_1=I_2=0$), $\alpha_{d1}=2 \cdot 10^{-7} \text{ cm}^3 \text{ c}^{-1}$, $\alpha_{d2}=2 \cdot 10^{-6} \text{ cm}^3 \text{ c}^{-1}$, $\beta=4 \cdot 10^{-30} \text{ cm}^6 \text{ c}^{-1}$. Серое поле — точность измерения N_e

$P(N_e) \approx 0.20$; $S(q) \approx 18.4 \%$, $P(q) \approx 0.27$. Обратим внимание, что особенно улучшились значения $S(q)$ и $P(q)$. Данный вывод важен для оценок q по экспериментальным измерениям N_{e3} (см. п. 3.2).

Весьма интересным оказалось использование нового коэффициента фотоотлипания от отрицательного иона $X_1^- \equiv O_2^-$, полученного в [Козлов, Ляхов, 2023] с учетом h , χ , солнечной активности, новых сечений фотоотлипания от O_2^- , современных спектров излучения Солнца в диапазоне $\lambda=120\text{--}800 \text{ nm}$ и более корректных моделей атмосферы (в отличие от [World Meteorological Organization, 1985]), через которую это излучение проходит. При использовании распределения $T(h)$ из MSIS-90 для шести дневных запусков ракет 1–6 было получено $S(q, N_e)=19.0 \%$, $P(q, N_e)=0.16$; $S(N_e)=21.4 \%$, $P(N_e)=0.2$; $S(q)=26.2 \%$, $P(q)=0.27$. Это лучшие оценки по сравнению с полученными ранее.

Дальнейшие шаги к улучшению согласия расчетов с экспериментом возможны варьированием малоизвестных параметров α_{d2} и I_2 . Весьма наглядно и убедительно необходимость корректного определения α_{d2} и I_2 показана на рис. 6 на примере сопоставления медианных средних экспериментальных величин $\alpha_s(h)$, найденных по табл. 2, с модельными расчетами $\alpha_m(h) = q_m(h) / N_{em}^2(h)$.

Сначала были рассчитаны медианы $\langle \alpha_m(h) \rangle$, когда учитывались зависимости констант скоростей от T , новые значения I_1 , а распределение $T(h)$ бралось из MSIS-90 (кривая 1). Видно, что $\alpha_m > \alpha_s$ практически на всех высотах и особенно на $h < 70 \text{ km}$. Чтобы сблизить эксперимент и расчеты, необходимо либо уменьшить q_m , либо увеличить N_{em} , либо одновременно сделать и то, и другое. Этого можно достичь

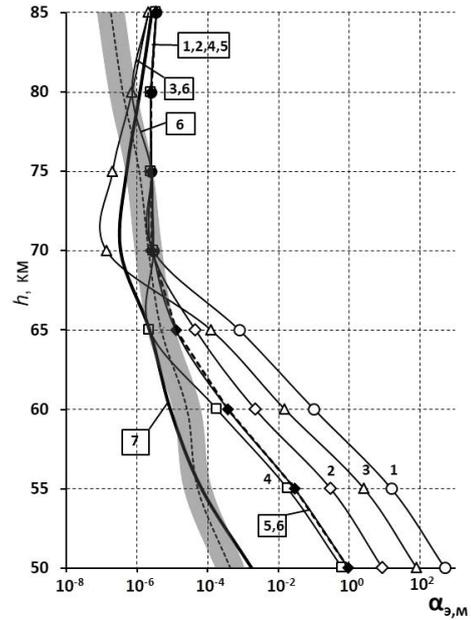


Рис. 6. Сравнение экспериментальных значений $\langle \alpha_s \rangle$ и модельных расчетов $\langle \alpha_m \rangle$ при варьировании неизвестных параметров α_{d2} и I_2 . Серое поле — точность измерения α_s и его медиана. Результаты расчетов: 1 — учет зависимостей констант скоростей от T , новых значений I_1 [Козлов, Ляхов, 2023], $I_2=0.04 \text{ c}^{-1}$, распределение $T(h)$ — из модели MSIS-90; 2 — то же, но $I_2=0.2 \text{ c}^{-1}$; 3 — то же, $0.2\alpha_{d2}(T)$, $I_2=0.04 \text{ c}^{-1}$; 4 — $I_2=0.2 \text{ c}^{-1}$, $0.2\alpha_{d2}(T)$ на $h \leq 65 \text{ km}$; 5 — $I_2=0.4 \text{ c}^{-1}$; 6 — $I_2=0.4 \text{ c}^{-1}$ на $h \leq 65 \text{ km}$, $0.2\alpha_{d2}(T)$ на $h \geq 80 \text{ km}$; 7 — $0.2\alpha_{d2}$ на $h \leq 65 \text{ km}$, $0.33\alpha_{d2}$ на $h > 65 \text{ km}$; $I_2=1 \text{ c}^{-1}$ на $h < 60 \text{ km}$, $I_2=0.5 \text{ c}^{-1}$ на $h=60 \text{ km}$, $I_2=0.2 \text{ c}^{-1}$ на $h=60 \text{ km}$, $I_2=0.8 \text{ c}^{-1}$ на $h > 65 \text{ km}$

снижением α_{d2} , определяемого по уравнению (22), или увеличением I_2 от начального значения 0.04 c^{-1} (см. раздел 1). Некоторые результаты расчетов с разными значениями α_{d2} и I_2 показаны на рис. 6. Очевидно, что на рассматриваемых h нельзя считать постоянными параметры α_{d2} и I_2 . Очевидно, что в верхней части D-области основную роль играет диссоциативная рекомбинация положительных ионов с электронами, хотя влияние отрицательных ионов заметно, в нижней — фотоотлипания электронов от кластерных X_2^- . Из рис. 6 видно, что целесообразно одновременно изменять оба параметра в зависимости от h . Лучшее согласие с экспериментом получается, если на $h \leq 75 \text{ km}$ принять $I_2=0.2 \text{ c}^{-1}$, $0.2\alpha_{d2}$, на $h > 75 \text{ km}$ — $I_2=0.04 \text{ c}^{-1}$, $0.2\alpha_{d2}$ (кривые 3, 4, 6). Однако вопрос остается открытым на $h < 60 \text{ km}$, где по-прежнему $\alpha_m(h) > \alpha_s(h)$. По-видимому, необходимо использовать значение $I_2 > 0.4 \text{ c}^{-1}$, подразумевая при этом, что в него входит не только фотоотлипания электронов от X_2^- , но и отлипания от них в соударениях с нейтральными компонентами в основном и возбужденном состояниях. Это соображение подкрепляется расчетами (рис. 6, кривая 7). Согласие с экспериментом можно считать практически идеальным. Особенно подчеркнем, что используемые величины $I_2(h)$ и $\alpha_{d2}(h)$ не противоречат общефизическим представлениям: уменьшение I_2 с ростом h хорошо объясняется падением плотности атмосферы, что автоматически уменьшает вклад отлипания электронов

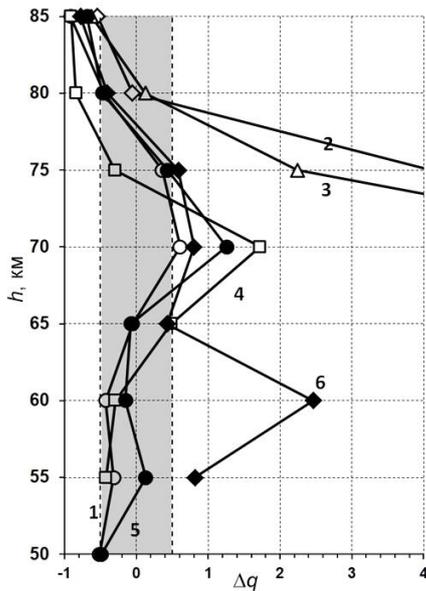


Рис. 7. Расчет Δq для запусков NN1–6 с учетом зависимости констант скоростей от T , новых значений I_1 , распределение $T(h)$ — из модели MSIS-90, значения $\alpha_{d2}(h)$ и $I_2(h)$ соответствуют величинам, использованным в расчетах кривой 7 на рис. 6

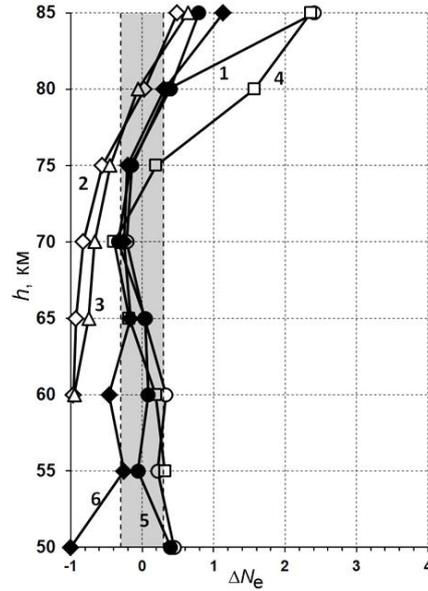


Рис. 8. Расчет ΔN_e для запусков NN1–6 с учетом зависимости констант скоростей от T , новых значений I_1 , распределение $T(h)$ — из модели MSIS-90, значения $\alpha_{d2}(h)$ и $I_2(h)$ соответствуют величинам, использованным в расчетах кривой 7 на рис. 6

нов от X_2^- в соударениях, и, кроме того, изменением состава отрицательных ионов в условиях СПС; разные значения α_{d2} определяются прежде всего гипотетическим характером уравнения (22), которое при реальных ионосферных T дает $\alpha_{d2} > 2 \cdot 10^{-6} \text{ см}^3 \text{ с}^{-1}$ (см. раздел 1).

На рис. 7, 8 приводятся результаты расчетов Δq и ΔN_e , выполненные при значениях $I_2(h)$ и $\alpha_{d2}(h)$, используемых для оценок $\langle \alpha_m \rangle$ (см. рис. 6, кривая 7).

Анализ полученных оценок позволяет сделать два важных вывода: 1) обоснованный подбор $\alpha_{d2}(h)$ и $I_2(h)$ позволяет получать вполне удовлетворительные теоретические результаты; в нашем случае $S(q, N_e) = 31\%$, $P(q, N_e) = 0.33$; $S(q) = 47.6\%$, $P(q) = 0.42$; $S(N_e) = 40.5\%$, $P(N_e) = 0.52$; 2) Изложенный подход целесообразно использовать для ведения модельных расчетов при анализе экспериментальных данных, полученных в каждом запуске ракет, что позволит оценить зависимости α_{d2} и I_2 не только от высоты, но и времени суток, так как запуски проводились в разное время (см. табл. 1).

В обобщенном виде результаты поэтапной отработки метода даны в табл. 4. При этом на каждом следующем этапе учитываются положительные результаты, полученные на предыдущих.

В заключение заметим, что при наличии N_e и q_3 для других СПС или солнечных рентгеновских вспышек различного класса представленные здесь количественные оценки могут измениться.

3.2. Использование значений $\langle N_e \rangle$ для отработки полуэмпирического метода позволяет сделать только качественные выводы о модели в целом. С другой стороны, в отличие от п. 3.1, они дают возможность опробовать метод в широком диапазоне гелиогеофизических условий (в данном случае для 10, что следует из рис. 2). Расчеты проводились по логической цепочке (см. рис. 3) с использованием уравнений (20)–(22)

и модели нейтральных компонент, определенных по данным ИСЗ Auga для средних широт.

Поведение K , λ , $\alpha_{\text{эфф}}$ в зависимости от высоты не вызывают какого-либо сомнения для всех десяти гелиогеофизических ситуаций: они уменьшаются с ростом h . При этом ночные значения, как и следовало ожидать, больше дневных.

Интересно изменение рассчитанных q от h при заданных $\langle N_e \rangle$ (рис. 9, а, б). Днем распределение $q(h)$ можно приблизительно разбить на три диапазона:

1) $h > 75$ км. Естественно считать, что здесь основную роль играет ионизация солнечным излучением N_2 , O_2 и отчасти O . Увеличение I_1 весьма слабо влияет на q , значительно большее значение имеют сезон и солнечная активность.

2) $75 \text{ км} \geq h \geq 66\text{--}67$ км. Эта область ионизации NO и $O_2(^1\Delta_g)$ излучением Солнца в линиях $L\alpha$ и $L\beta$. При этом отрицательные ионы (через коэффициент I_1) начинают заметно влиять на значения q , снижая их.

3) $h < 66\text{--}67$ км. Очевидно, что ионизация среды вызывается космическими лучами, которая растет прямо пропорционально уменьшению h . К сожалению, не всегда получается рост q при снижении солнечной активности, что связано, по-видимому, с большими неточностями вошедших в банк [Нестерова, Гинзбург, 1985] измерений N_e в нижней части D -области. Изменение величины I_1 , как видно, влияет на q , но в меньшей степени по сравнению с предыдущим диапазоном, так как на $h < 66\text{--}67$ км, $[X_2^-] \gg [X_1^-]$, $\lambda > 1$ во всех гелиогеофизических ситуациях.

В ночных условиях объем данных каталога [Нестерова, Гинзбург, 1985] значительно меньше дневных. Поэтому на рис. 9, б даются только четыре варианта расчетов. Высоты, на которых наблюдаются минимальные значения q , растут благодаря увеличению зенитных углов Солнца. На $h < 75$ км видно, что в основном летом $q(\text{HCA}) > q(\text{BCA})$. Однако вызывает сом-

Таблица 4

Суммарные результаты поэтапной отработки модели при известных N_e и q_3

Номер этапа	Параметры	Результаты (точки), %		Результаты (геометрия)	
		ΔN_e	Δq	ΔN_e	Δq
0	Начальный расчет: коэффициенты $I_1, I_2, \beta, \alpha_{d1}, \alpha_{d2}$ — не изменяются с высотой h ; нейтральный состав — данные ИСЗ «Аура»	10.2	6.7	0.12	0.19
		1.0		0.10	
1	Расчет коэффициентов $\beta, \alpha_{d1}, \alpha_{d2}$ — по уравнениям (20)–(22), температура $T(h)$ — данные ИСЗ «Аура»	14.3	16.3	0.17	0.25
		10.2		0.14	
2	Расчет коэффициентов $\beta, \alpha_{d1}, \alpha_{d2}$ — по уравнениям (20)–(22), температура $T(h)$ — модель MSIS-90	10.2	18.4	0.20	0.27
		10.2		0.16	
3	Расчет коэффициентов $\beta, \alpha_{d1}, \alpha_{d2}$ — по уравнениям (20)–(22), температура $T(h)$ — модель MSIS-90, коэффициент фотоотлипания I_1 — по [Козлов, Ляхов, 2023]. Анализ для 6 дневных запусков	21.4	26.2	0.20	0.27
		19.0		0.16	
4	Отработка модели по параметру $\alpha = q/N_e^2$. Варьируются коэффициенты α_{d2} и I_2 . Приводятся лучшие результаты в соответствии с кривой 7 рис. 6	40.5	47.6	0.52	0.42
		31.0		0.33	

Примечание: В каждой второй строке этапа приведены количество оценок N_{em} и q_m , одновременно лежащих в пределах точности измерений.

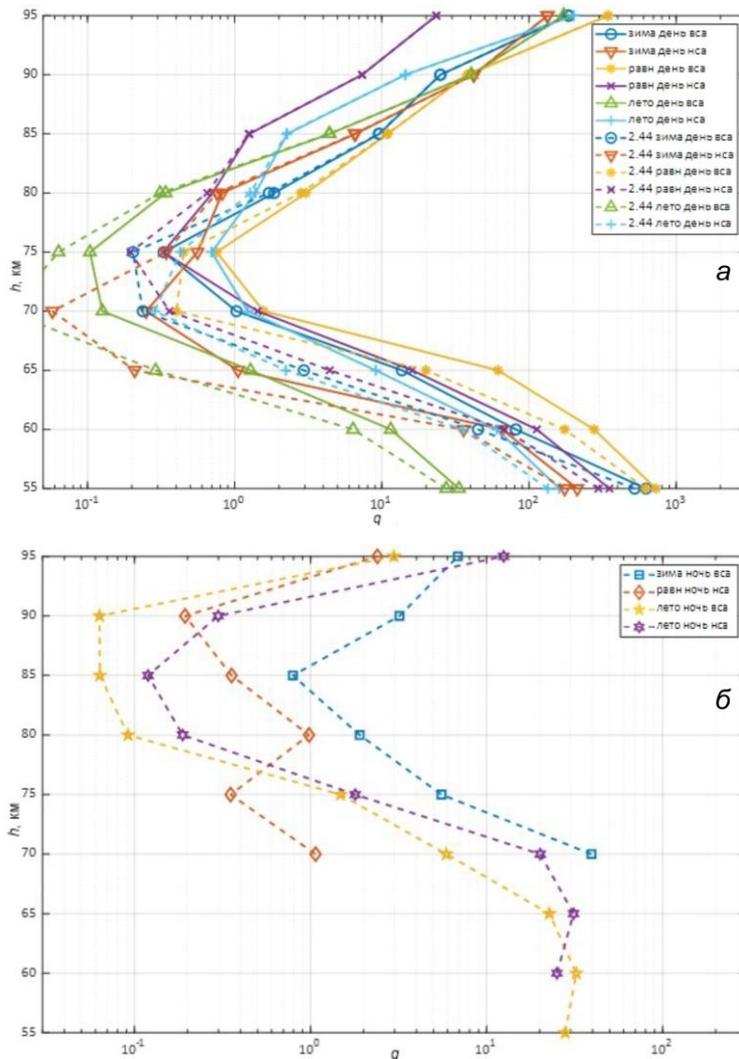


Рис. 9. Изменение дневных значений $q(h)$ в различных гелиогеофизических условиях для двух значений $I_1=0.33 \text{ c}^{-1}$ (сплошные кривые), $I_1=2.44 \text{ c}^{-1}$ (штриховые) (а); изменение ночных значений $q(h)$ в различных гелиогеофизических условиях $I_1=I_2=0$ (б)

нение постоянство q на $h < 65-70$ км. Либо это связано с ошибками экспериментальных измерений, о чем говорилось выше, либо с неполными знаниями о процессах в D-области. В целом, несмотря на некоторую попытку прояснения ситуации, вопрос об ионизации атмосферы ниже $\sim 90-100$ км ночью по-прежнему остается открытым. Данное соображение подкрепляется необъяснимой изрезанностью $q(h)$ в равноденствие.

Анализ поведения q в зависимости от $\langle N_e \rangle$ не привел к каким-либо другим выводам, отличным от сформулированных выше при обсуждении результатов на рис. 9.

Таким образом, полуэмпирический метод [Козлов и др., 2022] применим в самых различных геофизических условиях при наличии единственного экспериментального $N_e(h)$ -профиля. Необходимо отметить, что оценки в ряде случаев будут иметь только качественный характер (среднеквадратические отклонения используемых здесь $\langle N_e \rangle$ очень велики [Беккер, 2018]).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведенная отработка по двум типам экспериментальных данных полуэмпирического метода, аналога которого, даже примерного, мы не обнаружили в научной литературе, показала, что он может надежно использоваться в широком диапазоне геофизических условий в возмущенной D-области. С целью лучшего согласия модельных расчетов с экспериментом необходимо использовать современные представления о зависимостях констант скоростей реакций от температуры T и скоростей фотоотлипания электронов от отрицательного иона O_2^- , определяемых χ и h . Незвестные α_{d2} и I_2 можно рассматривать в качестве свободно варьируемых параметров, конечно, в разумных пределах. На расчеты Δq и ΔN_e заметно влияет распределение $T(h)$. Поэтому к выбору этого распределения следует подходить с осторожностью с учетом широты, сезона, времени суток, солнечной и магнитной активности.

В спокойной ионосфере рассчитанные по экспериментальным средним $\langle N_e \rangle$ ночные значения $q(h)$ значительно отличаются от дневных, особенно по форме кривых летом и в равноденствие. Это еще раз подтверждает известное мнение о нерешенности проблемы источников ионизации D-области в таких условиях.

Экспериментальные данные, полученные во время СПС 2–5 ноября 1969 г. и ВЯВ, показывают падение N_{es} на всех h при $q_3 \approx (1.3-2) \cdot 10^2 \text{ см}^{-3} \text{ с}^{-1}$ с последующим их ростом с увеличением q . Подобное поведение N_e в основном подтверждается расчетами по полуэмпирическому методу, но для более широкого диапазона изменений q . Для теоретического понимания обнаруженного эффекта и лучшего согласия модельных оценок с экспериментом требуется проведение дальнейшего анализа.

Применение в расчетах новых значений I_1 для дневных запусков 1–6 везде приводит к сдвигу кри-

вых $\Delta N_e(h)$ влево, Δq вправо, что улучшает попадание теоретических оценок в инструментальную точность измерений N_{es} и q_3 .

Для сопоставления расчетов с экспериментом используются два метода — точечный и геометрический. Полученные результаты несколько противоречивы: в одних ситуациях лучшее согласие получается по первому методу, в других — по второму. Поэтому целесообразно применять оба метода, хотя из общих соображений предпочтительным является геометрический.

При оценках неизвестных параметров α_{d2} и I_2 наиболее оптимально использовать экспериментальные данные по $\alpha_3(h)$, рассчитываемых по уравнению (14). Различные варианты расчетов (см. рис. 5) показывают, что необходимо одновременно изменять оба параметра в зависимости от h . Показано, что с помощью обоснованного выбора $\alpha_{d2}(h)$ и $I_2(h)$ можно добиться хорошего согласия расчетов с экспериментом. С аэрономических позиций дается интерпретация выбранных значений этих параметров.

В целом выполненные здесь исследования свидетельствуют о возможности широкого использования полуэмпирического метода. В одних случаях конечные результаты будут иметь только качественный характер, во многих других — вполне удовлетворительные количественные оценки. В дальнейшем планируется использовать отработанный метод в расчетах распространения сверхдлинных и длинных радиоволн.

Благодарим С.З. Беккер за проведение некоторых расчетов и обсуждение результатов, А.Н. Ляхова, проявившего большое внимание и интерес к работе, а также В.В. Якима за помощь в подготовке статьи к печати.

Работа выполнена в рамках Госзадания FMWN-2022-0021.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Авдюшин С.И., Алпатов В.В., Ветчинкин Н.В., Романовский Ю.А. Активные эксперименты и антропогенные эффекты в околоземной среде: методология, аппаратура, результаты. *Модель космоса*. Т. 2. 2007. М.: Изд. Книжный дом «Университет». С. 891–917.
- Беккер С.З. Вероятностно-статистические модели нижней возмущенной среднеширотной ионосферы, верифицированные по данным наземных радиофизических измерений. *Автореф. дисс. канд. физ.-мат. наук. М.: ИДГ РАН*, 2018. 26 с.
- Боярчук А.К., Карелин А.В., Широков Р.В. *Базовая модель кинетики ионизированной атмосферы*. М.: ФГУП «НПП ВНИИЭМ». 2006. 203 с.
- Данилов А.Д., Родевич А.Ю., Смирнова Н.В. Параметрическая модель области D, учитывающая метеорологические эффекты. *Геомагнетизм и аэрономия*. 1991. Т. 31, № 5. С. 881–885. DOI: [10.1134/S0023420619010023](https://doi.org/10.1134/S0023420619010023).
- Иванов-Холодный Г.С., Михайлов А.В. *Прогнозирование состояния ионосферы (детерминированный подход)*. Л.: Гидрометеиздат, 1980. 190 с.
- Козлов С.И. Кинетика ионов в ночной области D-ионосферы. *Космические исследования*. 1971. Т. 9, № 1. С. 81–90. DOI: [10.31857/S0016794022050078](https://doi.org/10.31857/S0016794022050078).
- Козлов С.И. *Аэрономия искусственно возмущенных атмосферы и ионосферы Земли*. 2021. М.: ТОРУС-ПРЕСС, 268 с.

Козлов С.И., Смирнова Н.В. Методы и средства создания искусственных образований в околоземной среде и оценка характеристик возникающих возмущений. I. Методы и средства создания искусственных образований. *Космические исследования*. 1992а. Т. 30, № 4. С. 495–523.

Козлов С.И., Смирнова Н.В. Методы и средства создания искусственных образований в околоземной среде и оценка характеристик возникающих возмущений. II. Оценка характеристик искусственных возмущений. *Космические исследования*. 1992б. Т. 30, № 5. С. 629–693.

Козлов С.И., Ляхов А.Н. Расчеты фотоотлипания электронов от O^- и O_2^- в области D-ионосферы в зависимости от высоты, зенитного угла и активности Солнца. *Солнечно-земная физика*. 2023. Т. 9, № 4. С. 104–107. DOI: [10.12737/szf-94202312](https://doi.org/10.12737/szf-94202312).

Козлов С.И., Ляхов А.Н., Беккер С.З. Основные принципы построения вероятностно-статистических моделей ионосферы для решения задач распространения радиоволн. *Геомагнетизм и аэронавигация*. 2014. Т. 54, № 6. С. 767–779.

Козлов С.И., Беккер С.З., Ляхов А.Н., Николайшвили С.Ш. Полуэмпирический приближенный метод исследования некоторых вопросов аэронавигации области D-ионосферы. I. Основные принципы разработки метода и базовые уравнения. *Геомагнетизм и аэронавигация*. 2022. Т. 62, № 5. С. 653–660. DOI: [10.31857/S0016794022050078](https://doi.org/10.31857/S0016794022050078).

Нестерова И.И., Гинзбург Э.И. Каталог профилей электронной концентрации области D ионосферы. Новосибирск: Изд-во ИГиГ, 1985. 210 с.

Смирнова Н.В., Козлов С.И., Власков В.А. Специализированная аэронавигационная модель для исследований модификации средней атмосферы и нижней ионосферы. II. Сопоставление результатов расчетов с экспериментальными данными. *Космические исследования*. 1990. Т. 28, № 1. С. 77–84.

Bekker S.Z., Ryakhovskiy I.A., Korsunskaya J.A. Modeling of the lower ionosphere during solar X-ray flares of different classes. *J. Geophys. Res.: Space Phys.* 2021. Vol. 126, no. 2. e2020JA028767. DOI: [10.1029/2020JA028767](https://doi.org/10.1029/2020JA028767).

Danilov A.D., Rodevich A.Yu., Smirnova N.V. Problems with incorporating a new D-region model into the IRI. *Adv. Space Res.* 1995. Vol. 15, no. 2. P. 165–167.

Friedrich M., Torkar K.M. FIRI: A semiempirical model of the lower ionosphere. *J. Geophys. Res.* 2001. Vol. 106, no. A10. P. 21409–21418.

Friedrich M., Pock C., Torkar K. FIRI-2018, an updated empirical model of the lower ionosphere. *J. Geophys. Res.: Space Phys.* 2018. Vol. 123. P. 6737–6751. DOI: [10.1029/2018JA025437](https://doi.org/10.1029/2018JA025437).

Gordillo Vazquez F.J. Air plasma kinetics under the influence of sprites. *J. Phys. D: Applied Phys.* 2008. Vol. 41. P. 234016.

Haerendel G., Sagdeev R.Z. Artificial plasma jet in ionosphere. *Adv. Space Res.* 1981. Vol. 1, no. 2. P. 29–44. DOI: [10.1016/0273-1177\(81\)90270-2](https://doi.org/10.1016/0273-1177(81)90270-2).

Proc. COSPAR Symposium on Solar Particle Event of November 1969. AFCRL. 72. 0474. Special report N144. Ed. J.C. Ulwick. 1972. 703 p.

Sellers B., Stroschio M.A. Rocket-measured effective recombination coefficients in the disturbed D-region. *J. Geophys. Res.* 1975. Vol. 80, no. 16. P. 2241–2246.

Swider W. Aeronomic aspects of the polar D-region. *Space Sci. Rev.* 1977. Vol. 20. P. 69–114. DOI: [10.1007/BF02186894](https://doi.org/10.1007/BF02186894).

Swider W., Dean W.A. Effective electron loss coefficient of the disturbed daytime D-region. *J. Geophys. Res.* 1975. Vol. 80, no. 13. P. 1815–1819. DOI: [10.1029/JA080i013p01815](https://doi.org/10.1029/JA080i013p01815).

Swider W., Narcisi R.S., Keneshea T.J., Ulwick J.C. Electron loss during a nighttime PCA event. *J. Geophys. Res.* 1971. Vol. 79, no. 19. P. 4691–4694.

Swider W., Keneshea T.J., Foley C.I. An SPE-disturbed D-region model. *Plan. Space Sci.* 1978. Vol. 26. P. 883–892. DOI: [10.1016/0032-0633\(78\)90111-3](https://doi.org/10.1016/0032-0633(78)90111-3).

Van Gaens W., Bogaerts A. Kinetic modelling for an atmospheric pressure argon plasma jet in humid air. *J. Phys. D: Applied Phys.* 2013. Vol. 46. P. 275201. DOI: [10.1088/0022-3727/46/27/275201](https://doi.org/10.1088/0022-3727/46/27/275201).

Whitten R.C., Poppoff I.G., Edmonds R.S., Berning W.W. Effective recombination coefficients in the lower ionosphere. *J. Geophys. Res.* 1965. Vol. 70, iss. 7. P. 1737–1742. DOI: [10.1029/JZ070i007p01737](https://doi.org/10.1029/JZ070i007p01737).

World Meteorological Organization (WMO). Global Ozone Research and Monitoring Project Report. 1985. No. 16. 392 p.

Как цитировать эту статью:

Козлов С.И., Николайшвили С.Ш. Полуэмпирический приближенный метод исследования некоторых вопросов аэронавигации области D-ионосферы. II. Отработка (калибровка) метода по экспериментальным данным. *Солнечно-земная физика*. 2024. Т. 10, № 4. С. 79–90. DOI: [10.12737/szf-104202409](https://doi.org/10.12737/szf-104202409).