

ТУРБУЛЕНТНЫЙ МЕТОД ОПРЕДЕЛЕНИЯ И УЧЕТА АТМОСФЕРНЫХ ВЛИЯНИЙ НА СВЕТО- И РАДИОДАЛЬНОМЕРНЫЕ ИЗМЕРЕНИЯ

Цель статьи — дать теоретическое обоснование и показать возможность практического использования турбулентности атмосферы для определения и учета атмосферных влияний на результаты свето- и радиодальномерных измерений.

Неоднородность плотности (показателя преломления) атмосферы вызывает, как правило, два явления: 1) неравномерную скорость распространения ЭМВ, или так называемые фазовые задержки; 2) непрямолинейность распространения ЭМВ или рефракцию.

Проблема учета неравномерности распространения ЭМВ сводится к нахождению n — среднеинтегрального показателя преломления воздуха на пути ЭМВ. Действительно, если известно n , то среднюю рабочую скорость распространения ЭМВ на пути S , длина которой измеряется, находим по формуле

$$v = c/n, \quad (1)$$

где c — скорость света в вакууме, известная с высокой степенью точности. В свою очередь, проблема учета рефракции, т. е. непрямолинейности распространения ЭМВ, сводится к нахождению разности ΔS_r между длиной пространственной кривой распространения ЭМВ S и хордой \bar{S} , замыкающей эту кривую:

$$\Delta S_r = S - \bar{S}. \quad (2)$$

Так как показатель преломления воздуха для ЭМВ светового диапазона является некоторой функцией четырех параметров (давления воздуха P , температуры T , парциального давления водяных паров e и длины волны λ), т. е. $n_c = f_1(P, T, e, \lambda)$, а показатель преломления воздуха для ЭМВ радиодиапазона — некоторая иная функция трех параметров, т. е. $n_p = f_2(P, T, e)$, то проблема определения интегральных значений показателя преломления n_c и n_p требует отдельного решения. Такого же решения требует и проблема учета рефракции для волн светового и радиодиапазонов, т. е. поправки ΔS_{rc} и ΔS_{rp} также нужно определять раздельно.

В настоящей статье изложены вопросы определения \bar{n}_c , \bar{n}_p , ΔS_{rc} и ΔS_{rp} на основании турбулентности атмосферы. Рассмотрим вначале сущность турбулентного метода определения \bar{n}_c при светодальномерных измерениях.

Термическую турбулентность, т. е. перемешивание частичек воздуха, вызванное их температурной неоднородностью, можно рассматривать как свойство атмосферы стремиться под действием силы тяжести к устойчивому равновесию.

Как известно, устойчивая стратификация приземных слоев атмосферы имеет место при инверсиях температуры ночью, ранним утром, поздним вечером, когда холодные, более плотные и тяжелые слои воздуха находятся внизу, а менее плотные, легкие — сверху. При этом отсутствует термическая турбулентность и, следовательно, отсутствуют колебания изображений визирных целей. Разумеется, в эти периоды турбулентный метод нельзя применить для учета атмосферных влияний на световые и радиодальномерные измерения, как впрочем, и для учета вертикальной рефракции.

С восходом Солнца происходит нагрев подстилающей поверхности, а от нее и самых нижних слоев воздуха. Инверсионное строение температуры воздуха разрушается, появляются адиабатические градиенты температуры. Это также еще время спокойных изображений визирных целей. Так как в данный период вертикальные аномальные градиенты температуры воздуха отсутствуют ($\gamma_a = 0$), а имеют место только постоянные нормальные градиенты ($\gamma_n = -0,0098$ град/м), то такое состояние атмосферы, как и нормальную рефракцию, можно назвать нормальными. Следовательно, в приземном слое воздуха в это время существует однородное рефракционное поле.

Показатель преломления n или индекс показателя преломления N в таком однородном рефракционном поле изменяются с высотой по линейному закону, а именно (как будет показано далее) уменьшаются в среднем (при $P = 740$ мм рт. ст., $T = 290$ К) на $0,022 N$ единиц на 1 м.

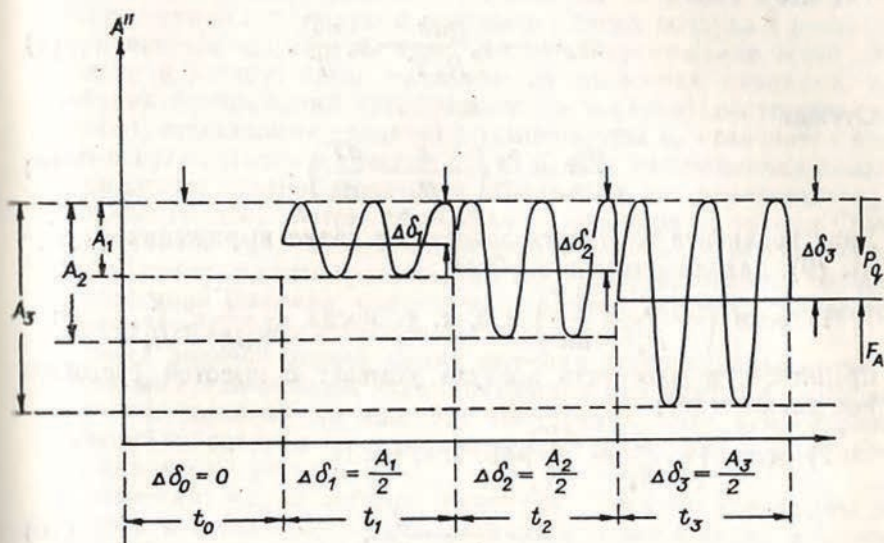
Однако такое состояние атмосферы утром длится в средних широтах при ясной, антициклонной погоде около 20 ... 30 мин, а в южных — еще меньше.

С дальнейшим нагревом подстилающей поверхности и нижних слоев воздуха нагретые частички последнего под действием выталкивающих архимедовых сил поднимаются с ускорением вверх, попадают в более холодные слои, отдают им свое тепло и опускаются вниз, пытаясь достичь устойчивого равновесия. Однако из-за выталкивающего действия архимедовых сил частичкам воздуха длительное время удается достигать только нормальной стратификации.

При турбулентности атмосферы вертикальные градиенты температуры, а значит, и показателя преломления, все время колеблются в некоторых изменяющихся пределах. На рисунке показано, как с возрастанием температурных градиентов растет размах A_i колебаний аномальной рефракции (в угловых секундах). Однако верхние пики колебаний все время находятся на одном уровне, на уровне нормальных рефракций.

Априорно можно утверждать, что благодаря турбулентности в приземных слоях воздуха еще может появляться мгновенная нормальная стратификация воздуха только в том случае, если мгновенные отрицательные градиенты температуры равны или ниже известного предела. Таким пределом являются градиенты, при которых атмосфера находится в безразличном состоя-

нии, т. е. градиенты температуры при которых $d\rho_{\text{в}}/dh = dn_c/dh = 0$ ($d\rho_{\text{в}}/dh$ — градиент плотности). Таким образом, турбулентность может привести приземные воздушные слои в состояние нормальной стратификации из состояния безразличного равновесия; если же отрицательные вертикальные градиенты температуры по модулю столь велики, что приводят к росту плотности воздуха с высотой, т. е. к отрицательной рефракции, то турбулентность уже не способна перевести слои атмосферы из



Возрастание размаха A_i колебаний изображений визирной цели и аномальной рефракции $\Delta\delta_i$ с течением времени t .

такого сильно неустойчивого состояния в нормальное, а тем более, — в устойчивое.

Исходя из высказанного положения, рассчитаем, при каких максимальных (по модулю) градиентах температуры частичкам воздуха еще удастся вернуться в нейтральное состояние. Плотность воздуха представим формулой

$$\rho_{\text{в}} = P/R_{\text{в}}T, \quad (3)$$

где $R_{\text{в}} = 287,05$ Дж/кг·град — газовая постоянная для воздуха. Логарифмируя, а затем дифференцируя (3), получаем

$$\frac{d\rho_{\text{в}}}{\rho_{\text{в}}} = \frac{dP}{P} - \frac{dT}{T}. \quad (4)$$

Вес dP элементарного столбика воздуха выражаем формулой

$$dP = -\rho_{\text{в}}g dh, \quad (5)$$

где g — ускорение свободного падения. Знак «минус» означает, что давление воздуха уменьшается с высотой.

В соответствии с (3) имеем

$$P = \rho_B R_B T. \quad (6)$$

Подставляя в (4) значения dP и P из формул (5) и (6), получаем

$$\frac{d\rho_B}{\rho_B} = -\frac{g dh}{R_B T} - \frac{dT}{T}. \quad (7)$$

Так что

$$d\rho_B = -\rho_B \frac{g dh}{R_B T} - \rho_B \frac{dT}{T}. \quad (8)$$

Отсюда

$$\frac{d\rho_B}{dh} = \rho_B \left(-\frac{g}{R_B} - \frac{dT}{dh} \right). \quad (9)$$

Знак градиента плотности зависит от знака выражения формулы (9), находящегося в скобках:

1) если $\left(-\frac{g}{R_B} - \frac{dT}{dh} \right) < 0$, т. е. когда $-\frac{dT}{dh} < \frac{g}{R_B}$, то и $d\rho_B/dh < 0$, а плотность воздуха убывает с высотой (устойчивое равновесие);

2) если $\left(-\frac{g}{R_B} - \frac{dT}{dh} \right) = 0$, т. е. когда

$$-\frac{dT}{dh} = \frac{g}{R_B}, \quad (10)$$

то $\rho_B = \text{const}$ и $d\rho_B/dh = 0$ (безразличное, нейтральное равновесие);

3) если $\left(-\frac{g}{R_B} - \frac{dT}{dh} \right) > 0$, т. е. когда $-\frac{dT}{dh} > \frac{g}{R_B}$, то $d\rho_B/dh > 0$, а плотность воздуха возрастает с высотой (неустойчивое равновесие).

Ответ на вопрос о градиентах температуры, соответствующих безразличной устойчивости атмосферы, дает формула (10). Учитывая, что $g = 9,80616$ м/с², имеем $\gamma = dT/dh = -0,0342$ град/м. При таком вертикальном градиенте температур, как уже указывалось, отсутствуют вертикальные градиенты плотности воздуха и вертикальные градиенты показателя преломления, т. е. отсутствует вертикальная рефракция.

Градиент γ состоит из нормальной (адиабатической) части γ_n и аномальной части γ_a :

$$\gamma = \gamma_n + \gamma_a. \quad (11)$$

Учитывая, что $\gamma_n = -0,0098$ град/м, найдем аномальный градиент γ_a , при котором еще может иметь место мгновенное нормальное состояние атмосферы. Имеем $\gamma_a = -0,0244$ град/м.

В целом ряде работ [1, 4] экспериментально доказана справедливость высказанных положений. Так, в [4] показано, что если вести наблюдения зенитных расстояний на верхние пики колеблющихся изображений, то измеренные зенитные расстояния искажены только нормальной рефракцией — δ_n .

Такая закономерность не нарушается при изменении аномальных вертикальных градиентов в пределах от 0 до $-0,0244$ град/м или, что то же самое, при изменении полных мгновенных градиентов температуры от $-0,0098$ до $-0,0342$ град/м. Такое состояние атмосферы в приземных слоях воздуха с развитой турбулентностью обычно имеет место на протяжении всего дня. Только к вечеру, когда уменьшается солнечная радиация, колебания изображений (турбулентность воздуха) постепенно затухают, аномальные градиенты температуры γ_a становятся равными нулю; далее в течение 20...30 мин наблюдаются только нормальные (адиабатические) градиенты температуры ($\gamma_{\text{н}} = 0,0098$ град/м). Затем, обычно за час-полтора до захода Солнца, устанавливается устойчивая стратификация с инверсионными, положительными градиентами температуры. Методы точного определения времени наступления адиабатических градиентов температуры утром и вечером описаны в [3].

Весь дневной период суток, включая промежутки времени с утренними и вечерними адиабатическими градиентами (хотя эти короткие промежутки еще без колебаний), учет атмосферных влияний на свето- и радиодальномерные измерения можно вести турбулентным методом.

Заметим, что колебания визирных целей не однородны по частоте и амплитуде. Здесь речь идет о колебаниях с максимальной амплитудой. Такие колебания имеют частоту около 1 Гц, т. е. одно колебание в секунду. Между тем, частота колебаний визирных целей с небольшой амплитудой значительно больше (10...20 Гц и более). Колебания с незначительной амплитудой не принимаются во внимание.

Кроме того, в [4] показано, что даже в условиях пустыни Средней Азии, где имеют место большие вертикальные градиенты температуры, на эквивалентных высотах светового луча 10 м и более аномальные градиенты $\gamma_a > 0,0244$ град/м (по абсолютной величине) не наблюдаются. Не наблюдаются они тем более в средних широтах. Следовательно, при эквивалентных высотах светового луча около 10 м описанная закономерность не нарушается. Заметим, что в равнинных условиях, когда световой луч проходит низко над подстилающей поверхностью и практически на одинаковых высотах, значение \bar{n}_c можно найти из непосредственных метеоизмерений. Такая возможность исчезает в условиях всхолмленных, а тем более горных районов, где и найдет применение турбулентный метод.

К тому же турбулентный метод применим и при высотах светового луча меньше 10 м, однако в этих условиях наблюдения следует прекращать в близполуденное время (13...14 ч), когда на пути луча могут появиться отрицательные вертикаль-

ные градиенты по абсолютной величине больше 0,0342 град/м.

Напомним, что индексы показателя преломления N_c и N_p для волн световых и радиодиапазонов описываются различными формулами. Так, индекс показателя преломления для световых волн N_c выражается формулой Баррела и Сирса

$$N_c = N_0 \frac{T_0}{P_0} \frac{P-e}{T} + \left[N_0 \frac{T_0}{P_0} - \left(17,045 - \frac{0,5572}{\lambda^2} \right) \right] \frac{e}{T}. \quad (12)$$

Индекс показателя для радиоволн N_p выражается формулой Фрума и Эссена

$$N_p = 103,49 \frac{P-e}{T} + \left(86,26 + \frac{4,96 \cdot 10^5}{T} \right) \frac{e}{T}. \quad (13)$$

Дифференцируя эти формулы и полагая $P=740$ мм рт. ст., $T=290$ К, $e=12$ мм рт. ст., $\lambda=555$ нм, получаем

$$\frac{dN_c}{dh} = +0,4 \frac{dP}{dh} - 1,0 \frac{dT}{dh} + 0,05 \frac{de}{dh}; \quad (14)$$

$$\frac{dN_p}{dh} = +0,4 \frac{dP}{dh} - 1,4 \frac{dT}{dh} + 5,8 \frac{de}{dh}; \quad (15)$$

Далее проанализируем, как изменяются мгновенные градиенты индекса показателя преломления N_c в зависимости от градиентов температуры воздуха. Воспользуемся формулой (14). Учитывая также, что

$$\frac{dP}{dh} = -0,0342 \frac{P}{T}, \quad (16)$$

найдем

γ, град/м	$\frac{dN_c}{dh}$, N ед/км
0,000	-30,29
-0,0098	-21,66
-0,0244	- 8,60
-0,0342	0,00

Как видим, с увеличением по абсолютной величине отрицательных градиентов температуры значения \bar{N}_c на некоторой постоянной высоте растут (так как градиенты $\frac{dN_c}{dh}$ уменьшаются по абсолютной величине), а измеренная длина S уменьшается. Следовательно, минимальным мгновенным градиентом температуры, имеющим место при нормальной стратификации, будут соответствовать максимальные мгновенные значения длин линий S .

Отсюда ясно, что турбулентный метод может реализовать высокоточный светодальномер, способный выдавать на табло или

самописце мгновенные дискретные значения длин с частотой около 1 Гц.

Весь ряд максимальных мгновенных значений S_i , отнаблюденных за промежутки времени 1...3 мин, будет относиться к нормальной стратификации. Из них найдем среднее. Заниженные мгновенные значения S_i , полученные при мгновенных градиентах температуры γ , по модулю больших 0,0098 град/м, не принимаются в расчет. Удобной оказалась бы приставка, осредняющая за промежутки 1...3 мин только верхние пики длин, т. е. максимальные длины.

Таким образом, проблема определения и учета атмосферных влияний решена на основании метода турбулентности, т. е. свойства атмосферы стремятся к устойчивому равновесию. Метод применим в течение значительной части дневного периода суток с развитой турбулентностью и позволяет вести линейные измерения как бы в условиях нормальной стратификации воздуха, или однородного рефракционного поля.

Перейдем к рассмотрению сущности турбулентного метода определения N_p при радиодальномерных измерениях. Турбулентный метод применительно к светодальномерным измерениям основан на том, что из рядов измерений отбираются те, которые выполнены при мгновенных вертикальных градиентах температуры $\gamma_n = -0,0098$ град/м. Если найти связь между вертикальными градиентами парциального давления водяных паров и

градиентами температуры, т. е. знать $\frac{de}{dh}$ при $\frac{dT}{dh} = \gamma_n = -0,0098$,

то турбулентный метод можно применить и к радиодальномерным измерениям. Такой зависимостью является формула Робиша [6]. В настоящее время вывод аналогичной формулы сделан в [5]. Как показали эксперименты, формула особенно хорошо работает при градиентах температуры, близких к нормальным. Она имеет вид

$$\frac{de}{dh} = 19 \frac{e}{T} \frac{dT}{dh}. \quad (17)$$

Проанализируем, как изменяются мгновенные градиенты показателя dN_p/dh в зависимости от изменений градиентов температуры и абсолютной влажности воздуха. Воспользуемся формулами (14), (15), (17) и при тех же значениях P , T и e , что и ранее, найдем:

γ , град/м	$\frac{de}{dh}$, мм рт. ст./м.	$\frac{dN_p}{dh}$, N ед/км.
0	0	- 34,9
-0,0098	-0,0077	- 65,9
-0,0244	-0,0192	-112,1
-0,0342	-0,0269	-143,0

Дальнейший анализ этих данных показывает, что с увеличением по абсолютной величине отрицательных градиентов тем-

пературы \bar{p} на некоторой постоянной высоте, вычисленный по приведенным градиентам, уменьшается, а измеренная длина S растет. Следовательно, при радиодальномерных измерениях минимальным мгновенным градиентам температуры, т. е. нормальным градиентам температуры и соответствующих им градиентам влажности, будут соответствовать минимальные мгновенные значения длин линий S . Напомним, что при таких же условиях линии, измеряемые светодальномерами, наоборот, максимальны. Эта особенность обусловлена различным воздействием на показатели n_c и n_p градиентов парциального давления водяных паров.

Так как геодезические радиодальномеры, например РДГВ, выдают мгновенные значения времени распространения ЭМВ τ , а мгновенным минимальным значениям τ_i будут соответствовать минимальные мгновенные значения S_i , то турбулентный метод может быть реализован на существующих радиодальномерах.

Если метеоэлементы измерены в одной точке, вычислены N_c , или N_p , известно превышение между светодальномером и отражателем (между ведущей и ведомой станциями) h , средняя высота ЭМВ над подстилающей поверхностью h_{cp} , высота измерения метеоэлементов i_1 , тогда соответственно для световых и радиоволн найдем интегральные значения \bar{N}_c и \bar{N}_p по формулам

$$\bar{N}_c = N_{c_1} - 0,0068 \frac{P_1}{T_1} \cdot h + \left(0,098 - 0,0093 \frac{e_1}{T_1} \right) (h_{cp} - i_1); \quad (18)$$

$$\bar{N}_p = N_{p_1} - 0,0068 \frac{P_1}{T_1} \cdot h + \left(0,0137 - 1,0800 \frac{e_1}{T_1} \right) (h_{cp} - i_1). \quad (19)$$

Если метеоэлементы измерены в двух конечных точках линии на высотах i_1 и i_2 , причем $h_0 = 1/2(i_1 + i_2)$, тогда

$$\bar{N}_c = \frac{N_{c_1} + N_{c_2}}{2} + \Delta N_c; \quad (20)$$

$$\Delta N_c = \left(0,0098 - 0,0093 \frac{e}{T} \right) \cdot (h_{cp} - h_0); \quad (21)$$

$$N_p = \frac{N_{p_1} + N_{p_2}}{2} + \Delta N_p; \quad (22)$$

$$\Delta N_p = \left(0,0137 - 1,0800 \frac{e}{T} \right) \cdot (h_{cp} - h_0). \quad (23)$$

Дополнительные поправки в линии за переход от средних к среднеинтегральным показателям преломления найдем по формулам

$$\Delta S_c = - \frac{\Delta N_c}{10^6} S_c; \quad (24)$$

$$\Delta S_p = \frac{\Delta N_p}{10^6} S_p. \quad (25)$$

Поправки ΔS_c отрицательные, ΔS_p положительные. Погрешность собственно турбулентного метода определения \bar{n}_c ожидается не более $5 \cdot 10^{-7}$.

Первые измерения линии длиной 14 км радиодальномером с учетом атмосферных влияний турбулентным методом обеспечили точность измерений порядка $2 \cdot 10^{-6}$, т. е. показали повышение точности не менее, чем в два раза.

В однородном рефракционном поле пути ЭМВ близкие к круговым, что упрощает нахождение ΔS_{r_c} и ΔS_{r_p} . При ранее принятых метеоэлементах радиусы кривизны $R_c = 43800$ км, $R_p = 15200$ км. Если $S = 25$ км, поправки $\Delta S_{r_c} = 0,4$ мм; $\Delta S_{r_p} = 3,3$ мм.

Дневной ход метеопараметров не вызывает заметного изменения этих поправок.

1. Джуман Б. М. Редуцирование зенитных расстояний на периоды спокойных изображений // Геодезия, картография и аэрофотосъемка. 1978. Вып. 28. С. 17—22.
2. Джуман Б. М., Павлив П. В., Стацишин И. И. Метод определения нивелирной рефракции // Геодезия, картография и аэрофотосъемка. 1979. Вып. 30. С. 66—69.
3. Островский А. Л., Сидорик Р. С. Определение промежутков времени суток с минимальным действием земной рефракции по радиационному балансу // Инженерная геодезия. 1966. Вып. 3. С. 56—66.
4. Островский А. Л., Суюнов А. С. Турбулентный метод учета вертикальной рефракции в условиях Средней Азии // Геодезия, картография и аэрофотосъемка. 1989. Вып. 49. 5. Островский А. Л., Джуман Б. М., Заблочный Ф. Д., Кравцов Н. И. Методы определения и учета атмосферных влияний на астрономо-геодезические измерения. М., 1989.
6. Robitsch M. Die mittlere Abnahme des Dampfdruckes mit der Höhe // Metodolog. Zeitschr. 1944. Bd. 61. S. 18—23.