

## فرایابی شارهای تلاطمی در لایه مرزی جو با استفاده از یک مدل بستار مرتبه دوم

مجید مزرعه فراهانی<sup>۱\*</sup>، علی جلالی<sup>۲</sup> و محمدعلی تقفی<sup>۳</sup>

<sup>۱</sup>استادیار، گروه فیزیک فضا، مؤسسه ژئوفیزیک دانشگاه تهران، ایران

<sup>۲</sup>دانشجوی دکتری، دانشکده فیزیک، دانشگاه وسترن اونتاریو، کانادا

<sup>۳</sup>دانش آموخته کارشناس ارشد هواشناسی، گروه فیزیک فضا، مؤسسه ژئوفیزیک دانشگاه تهران، ایران

(دریافت: ۹۰/۶/۲۲، پذیرش نهایی: ۹۲/۱۱/۱۵)

### چکیده

در این پژوهش، لایه مرزی جو بر اساس یک مدل بستار مرتبه دوم که چنگ و همکاران (۲۰۰۲) معرفی کرده‌اند، شبیه‌سازی عددی می‌شود و مورد نقد و بررسی قرار می‌گیرد. با استفاده از مدل یادشده، شارهای تلاطمی در لایه مرزی فرایابی می‌شوند و با منظور کردن آنها در معادلات دینامیکی وابسته به زمان لایه مرزی، متغیرهای تلاطمی محاسبه می‌شوند. در سیر تحول این مدل، نظریه مطرح‌شده در مدل ملور-یامادا، به کار گرفته شده و جملات تلاطمی در جوی نزدیک به شرایط ترمودینامیکی خنثی با استفاده از آن محاسبه شده است. همچنین نتایج حاصل از آن با داده‌های پیچک‌های بزرگ‌مقیاس شبیه‌سازی شده مستند می‌شود و به صورت فرایابی مورد ارزیابی و مقایسه قرار می‌گیرد. بررسی صورت گرفته در مورد نتایج به دست آمده از اجرای این مدل، نشان‌دهنده کاهش و رفع برخی ضعف‌های مدل ملور-یامادا در مدل جدید است. در مدل جدید، جمله ناشی از باد افقی در انرژی جنبشی پیچکی، چندین برابر جمله قائم آن محاسبه شده است. نتایج شارهای فرایابی شده، نشان‌دهنده توانایی مدل در شناسایی پربیشدگی‌های موجود در میدان‌های باد و دمای پتانسیل و مطابقت آنها با شارهای خروجی است.

واژه‌های کلیدی: شارهای تلاطمی، تلاطم در لایه مرزی، نظریه بستار، مدل ملور-یامادا

## A second order closure model for calculating the turbulence fluxes in atmospheric boundary layer

Farahani, M. M.<sup>1</sup>, Jalali, A.<sup>2</sup> and Saghafi, M. A.<sup>3</sup>

<sup>1</sup>Assistant Professor, Space Physics Department, Institute of Geophysics, University of Tehran, Iran

<sup>2</sup>Ph.D. Student, Western Ontario University, Waterloo, Canada

<sup>3</sup>Research Assistant, Institute of Geophysics, University of Tehran, Iran

(Received: 13 Sep 2011, Accepted: 04 Feb 2014)

### Summary

Turbulent fluxes in the atmospheric boundary layer are calculated using different models. One of the most popular and operational models in this groundwork is the second order turbulent model of Mellor and Yamada that has been widely used to simulate the planetary boundary layer (PBL). Despite its popularity, it has been shown that this model has several weaknesses that affect its accuracy. The main deficiency of this model is its inability in distinguishing between vertical and horizontal components of turbulent kinetic energy. Also, this model can not accurately predict the height of the boundary layer. This deficiency in turn can lead to errors in the parameterization of physical processes. Canuto and his colleagues attempt to overcome these deficiencies by introducing a modified model that is an improved version of Mellor and Yamada model. This later model in theory has proven to have more reliable results in computing turbulent fluxes. To verify

the results of this theoretical model, the model was coded and verified using some of the available data sets. The data sets used in this study include, the Sodar data of Institute of Geophysics of University of Tehran and Mehrabad airport sounding data. Also the standard Large Eddy Simulation data set (LES) introduced in GABLS (Cuxart, 2006) project was examined. For better certainty of the new model performance, the Nakanishi's LES data that used in his study was used and applied to the model. The data used here present a boundary layer of the atmosphere in neutral or Ekman layer condition. Potential temperature does not exist in the Sodar data set and therefore it was computed using measured lapse rate in the same data set. The output of model includes the main flux terms,  $\overline{u'w'}$ ,  $\overline{v'w'}$ ,  $\overline{w'\theta}$ . Results show that the model produces acceptable values for fluxes and have almost the same vertical profile and trend. There are some differences in the predicted values of parameters. It seems that this model could recognize eddies of boundary layer with more accuracy. The differences between the vertical and horizontal TKE distribution is clear. Some of the differences are explained. The results of model as long as the boundary layer conditions match to those that theory proposed or assumed, are reasonable. The analytical data feed to the model results in better output. Compare to a well-known intercomparison program (GABLS project) the results are quite good. The PBL height is defined as the height at which the turbulent kinetic energy or the magnitude of the momentum flux decreases to a small fraction of the corresponding surface value. Results of experiments show that boundary layer height is estimated well in this model. The critical Richardson number predicted by the model is around unity rather than 0.2 as given by previous models. The larger critical Richardson number is in agreement with LES data. Experiments revealed that the presented model is not suitable for boundary layers in which the Richardson numbers within them approach 1 or are larger than 1.

**Keywords:** Turbulent fluxes, Turbulence in boundary layer, Closure problem, Mellor-Yamamda model

## ۱ مقدمه

ارتقاء داده است (چنگ و همکاران، ۲۰۰۲). مدل رایج کنونی که در اغلب مدل‌های عملیاتی پیش‌بینی وضع هوا مورد استفاده قرار می‌گیرد، مدل MY است. این مدل در حکم یکی از موردهای انتخابی و اصلی برای شبیه‌سازی با محاسبات لایه مرزی در شرایط ویژه است. در مدل MY، جمله‌های تلاطمی موجود در رابطه‌های فیزیکی و دینامیکی براساس بستار مرتبه دوم پارامترسازی می‌شوند. برخلاف استفاده گسترده از آن، این مدل دارای کاستی‌هایی اساسی است که از دقت آن می‌کاهد. مهم‌ترین ضعف این مدل ناتوانی در تفکیک و تمایز بین ساختارهای لایه مرزی در راستای افق و قائم است. به بیانی دقیق‌تر، این مدل در تشخیص مؤلفه‌های قائم و افقی انرژی

مدل‌های لایه مرزی نقش بسزایی در شناخت و تفسیر فرایندهای لایه مرزی دارد. این فرضیه عموماً به علت نبود امکان اندازه‌گیری دقیق متغیرها و نداشتن شبکه با تفکیک زیاد مطرح می‌شود. با وجود اینکه مدل‌های بسیار پیشرفته و بسیار پیچیده تاکنون تا اندازه‌ای توانسته‌اند خلأ پیش‌گفته را پوشش دهند، با وجود این، نیاز به معرفی مدل‌های جدیدتر و واقعی‌تر همچنان پابرجا و از مباحث داغ و با اهمیت در لایه مرزی است. با این انگیزه گروه کانونتو و همکارانش مدلی عرضه کرده‌اند که تصحیح‌های صورت گرفته در آن بر یکی از مدل‌های بسیار رایج و پُرکاربرد یعنی مدل ملور و یامادا (۱۹۷۴) (از این به بعد MY) در مبحث لایه مرزی انطباق دارد و مدل MY را

جنبشی پیچکی از یکدیگر ناتوان است؛ به این صورت که در MY، بزرگی جمله  $1/2W'$  برابر با بزرگی  $1/2V'$  در نظر گرفته می‌شود. همچنین در MY، میزان تولید انرژی جنبشی پیچکی برابر میزان اتلاف آن در نظر گرفته می‌شود. در نتیجه، نبود امکان ترکیب و یا تبدیل این دو نوع انرژی به یکدیگر، باعث ایجاد خطا در پیش‌بینی شدت پیچک‌ها در لایه مرزی می‌شود. همچنین در بحث ناپایداری، پیش‌بینی نادرست بزرگی عدد ریچاردسن بحرانی در مقایسه با مقدار به‌دست آمده از داده‌های پیچک‌های بزرگ مقیاس شبه‌سازی شده (از این به بعد LES)، از دیگر ضعف‌های مدل MY است. هریک از این نقاط ضعف، تأثیر فراوانی بر دقت و کارایی مدل‌های عددی در لایه مرزی دارد. برای رفع این نقاط ضعف، چنگ و همکاران (۲۰۰۲)، اقدام به معرفی مدل جدیدی کردند که تا اندازه زیادی کاستی‌های یادشده را ندارد و نتایج آن با مشاهدات هماهنگ‌تر است.

برای ورود به بحث مدل یادشده، نکاتی ابتدایی در این ارتباط را یادآوری می‌کنیم. به‌طور کلی در تحقیقات هواشناسی و دینامیک شاره‌ها، همه متغیرهای فیزیکی را به دو بخش میانگین و انحراف از مقدار میانگین که دومی تلاطم نامیده می‌شود، تفکیک می‌کنند. شیوه و چگونگی این جداسازی در موردهای گوناگون تحقیقاتی تغییر می‌کند و وابسته به متغیر موردنظر، انگیزه بررسی ویژه و محدودیت‌های موجود در داده‌ها یا متغیرها، تفاوت دارند. در مورد جو، این دو بخش از متغیرها تقریباً در همه شرایط جو حضور دارند، ولی در برخی لایه‌ها و مناطق جو، یک بخش از این دو، بر دیگری غلبه دارد و می‌توان پدیده‌های جو را با تقریب خیلی خوب با آن بخش به تنهایی نمایش داد و تحلیل کرد. در واقع در مورد جریان‌های جو در بخش‌های ویژه‌ای از جو، یکی از دو رژیم یادشده بر دیگری غلبه دارد و جو را می‌توانیم براساس نوع جریان‌های غالب، به دو بخش جدا

تقسیم‌بندی کنیم. در جو آزاد که اثرهای سطحی و یا در بخشی از جو که اثرهای منطقه‌ای حضور و تأثیر کمتری بر تغییرات میدان‌های متغیرهای فیزیکی دارند، جریان‌های میانگین با طول موج‌های بلند، بخش غالب جریان‌ها هستند. در مقابل، در جو واقع در نزدیکی سطح زمین یا در مناطقی که میدان‌های جو، تغییرات بسیار بیشتر و سریع‌تری با زمان و مکان دارند، حرکت‌های تلاطمی با امواج کوتاه، جریان غالب هستند. برای مشخص کردن نوع متغیر براساس الگوی یادشده، اگر A، کمیت آبی نشان‌دهنده متغیر جو باشد، آن‌گاه می‌توان رابطه A با بخش‌های متفاوت آن را به صورت  $A = \bar{A} + A'$  نمایش داد که  $\bar{A}$ ، مقدار میانگین (مقدار غالب متغیر در جو آزاد) و  $A'$ ، نشان‌دهنده پریشیدگی (مقدار غالب متغیر در جو متلاطم) است.  $A'$ ، به علت وابستگی فضایی- مکانی شدید آن، عامل اصلی تغییرات غیرخطی متغیرها است و به عامل اصلی غیرخطی‌سازی معادلات در لایه مرزی مشهور است. در معادلات حاکم، معمولاً این بخش پریشیدگی به صورت منفرد حضور ندارد، بلکه اغلب با متغیرهای دیگر (هم بخش میانگین آنها و هم بخش پریشیده آنها) به صورت ترکیبی حضور پیدا می‌کند. با توجه به ماهیت پریشیده بودن  $A'$ ، جمله‌های ترکیبی از این بخش متغیرها، سازوکار برخورد ساده مانند یک متغیر ساده را ندارد و متأسفانه در اغلب مواقع این جمله‌ها قابل اندازه‌گیری هم نیستند. به این ترتیب، نادانسته‌های یک معادله ریاضی حاکم بر متغیر جو به علت حضور این جملات، افزایش پیدا می‌کنند و در بیشتر موردها، دستگاه بسته‌ای از معادله‌ها را تشکیل نمی‌دهند و به تعداد مجهول‌های موجود در معادله‌ها می‌افزایند. یکی از راه‌های برخورد با این دشواری، حذف جمله‌های شامل پریشیدگی‌ها،  $A'$ ، است. با این ترفند، هم می‌توان از اثرهای غیرخطی این جمله‌ها رهایی پیدا کرد و هم تعداد مجهول‌ها را کاهش داد.

برای ورود به بحث مدل یادشده، نکاتی ابتدایی در این ارتباط را یادآوری می‌کنیم. به‌طور کلی در تحقیقات هواشناسی و دینامیک شاره‌ها، همه متغیرهای فیزیکی را به دو بخش میانگین و انحراف از مقدار میانگین که دومی تلاطم نامیده می‌شود، تفکیک می‌کنند. شیوه و چگونگی این جداسازی در موردهای گوناگون تحقیقاتی تغییر می‌کند و وابسته به متغیر موردنظر، انگیزه بررسی ویژه و محدودیت‌های موجود در داده‌ها یا متغیرها، تفاوت دارند. در مورد جو، این دو بخش از متغیرها تقریباً در همه شرایط جو حضور دارند، ولی در برخی لایه‌ها و مناطق جو، یک بخش از این دو، بر دیگری غلبه دارد و می‌توان پدیده‌های جو را با تقریب خیلی خوب با آن بخش به تنهایی نمایش داد و تحلیل کرد. در واقع در مورد جریان‌های جو در بخش‌های ویژه‌ای از جو، یکی از دو رژیم یادشده بر دیگری غلبه دارد و جو را می‌توانیم براساس نوع جریان‌های غالب، به دو بخش جدا

حرکت‌های تلاطمی (جمله‌های دارای متغیر  $A'$ ) بیشتر در ارتفاع‌های نزدیک و چسبیده به سطح زمین که لایه مرزی نامیده می‌شود، حاکم‌اند. در این لایه، چرخه روزانه گرمایش تابشی خورشید منجر به چرخه روزانه شارهای گرمای محسوس و نهان بین سطح زمین و جو می‌شود که به علت همسایگی با سطح زمین، تحت تأثیر عامل‌های ناشی از سطح زمین نیز قرار می‌گیرد و به واداشت‌های ناشی شده از سطح زمین با مقیاس زمانی اندک پاسخ می‌دهد. از سوی دیگر، این لایه از این جهت با اهمیت است که بیشتر فعالیت‌های انسانی در آن صورت می‌پذیرد و فرایندهای لایه مرزی، هم از جنبه دینامیک شارش‌های جوئی و سامانه‌های جوئی و هم از نظر کاربردهای هواشناختی، از جمله کشاورزی و تحقیقات آلودگی هوا با اهمیت‌اند. از طرفی شارهای تکانه، گرما و بخار آب در مسیر رسیدن به جو آزاد از این لایه عبور و انرژی لازم برای فرایندهای بزرگ‌مقیاس را فراهم می‌کنند. با توجه به تأثیر انرژی در تغذیه سامانه‌های جوئی، نقش لایه مرزی برای تحولات جو آزاد نیز غیر قابل چشم‌پوشی است. یکی از روش‌های پژوهشی که برای بررسی این لایه به کار می‌رود، استفاده از روش‌های عددی برای شبیه‌سازی ساختار و رفتار لایه مرزی جو است. روش‌های گوناگونی براساس رابطه‌بندی‌ها و پارامترسازی‌های فرایندهای فیزیکی در این لایه پیشنهاد و استفاده می‌شود که هرکدام دارای نقاط قوت و ضعف ویژه خود هستند.

به علت ویژگی‌های پیچیده‌ای که جریان‌های تلاطمی دارند، برای بررسی آنها و تحلیل حرکت‌های جوئی در این بخش از جو، همان‌طور که پیش‌تر اشاره شد، از تقریب و مدل‌سازی استفاده می‌شود. پیچیدگی حرکت‌های جوئی در این بخش از جو ناشی از حضور جمله‌های تلاطمی در معادله‌ها است و اساس مدل‌ها و برآوردها بر چگونگی تقریب‌زنی این جملات استوار

است. معمولاً جمله‌های تلاطمی به صورت همبستگی متغیرهای جوئی در معادله‌ها ظاهر می‌شوند و با توجه به بسته نبودن دستگاه معادله‌ها و متغیرهای مجهول، این گونه جمله‌ها را به روش‌های گوناگون برحسب متغیرهای شارش میانگین تقریب می‌زنند. در برخی از مدل‌ها، معادله‌های اضافی را برای محاسبه جمله‌های تلاطمی با استفاده از معادله‌های شارش میانگین به دست می‌آورند. این شیوه، یعنی بیان جمله‌های تلاطمی برحسب بخش میانگین متغیرها، اساس روش بستار است. بستارها با توجه به میزان ساده‌سازی که بر معادله‌های حاکم اعمال می‌کنند، دارای مرتبه‌های متفاوتی هستند. ملور و یامادا (۱۹۷۴)، مدلی برای توصیف لایه مرزی عرضه کردند که به علت ویژگی‌های آن، از جمله ساده بودن و دقت زیاد، در مدل‌های پیش‌بینی عددی، کاربرد فراوان پیدا کرد. این مدل جمله‌های تلاطمی را براساس بستار مرتبه دوم پارامترسازی می‌کند. فراهانی و همکاران (۱۳۹۱) مدل MY را انتگرال‌گیری زمانی کردند. آنها مدل تهیه شده را برای جو پایدار و نیز در یک مورد جو ناپایدار به کار بردند و نتایج قابل قبولی دست آوردند. مدل عرضه‌شده، بر خلاف استفاده گسترده از آن دارای نقاط ضعفی است که از توانایی آن می‌کاهد. از مهم‌ترین موردهای ضعف مدل MY، می‌توان به پارامترسازی ناقص همبستگی فشار-سرعت و فشار-دما و نیز استفاده از یک مقیاس طول برای فرایندهای گوناگون با مقیاس طول‌های متفاوت اشاره کرد. این ضعف‌ها به عرضه مدل کانونوتو و همکارانش براساس MY انجامید. مدل جدید که نسبت به مدل یادشده دارای دقت بیشتری است و نتایج هماهنگ‌تری با مشاهدات دارد، معادله‌های تکانه و دمای پتانسیل میانگین و معادله‌های تلاطم (که شامل تنش‌های رینولدز، انرژی جنبشی تلاطمی و شار گرما و واریانس دما هستند) را با شیوه بستار مرتبه دوم، تقریب می‌زند و سپس با پارامترسازی این معادله‌ها، رابطه‌هایی برای متغیرهای

جوئی در لایه مرزی به دست می دهد.

برای آشنایی با مدل MY فرض‌ها و رابطه‌های حاکم بر آن، در بخش دوم معرفی کوتاهی از مدل آورده می شود. مدل پیراسته ملور- یامادا که موضوع این پژوهش است، همراه با معادله‌های مربوط و ساده‌سازی‌های صورت گرفته در MY، در بخش سوم به طور گسترده توضیح داده می شود. بعد از تهیه برنامه رایانه‌ای مدل پیراسته MY، برای راستی‌آزمایی نتایج آن از منابع گوناگونی استفاده شد که شرح کوتاه این منابع و نتایج به دست آمده از کاربرد منابع یادشده در مدل جدید، در بخش چهارم بیان شده است. در پایان، در بخش پنجم چکیده نتایج آزمایش‌ها و ارزیابی آنها بیان می شود.

## ۲ مدل ملور- یامادا

در مبحث شارهای ژئوفیزیکی و مدل‌سازی آن، ملور و یامادا (۱۹۷۴ و ۱۹۸۲) با استفاده از نظریه بستر به بررسی لایه مرزی سیاره‌ای پرداختند و به این علت از پیشگامان این حوزه به شمار می روند. آنها با عرضه مدلی عددی برای توصیف جریان‌ها و متغیرهای جوئی در لایه مرزی سیاره‌ای که نسبت به مدل‌های مطرح آن زمان از جمله بلک‌ادر، ویژگی واقع‌گرایانه‌تری داشت، نقش مهمی در پیشبرد تحقیقات مربوط به لایه مرزی ایفا کردند. مدل ملور- یامادا موفقیت گسترده‌تری در شبیه‌سازی و مباحث مرتبط با لایه مرزی سیاره‌ای نسبت به بیشتر مدل‌های تجربی دارد و در پارامترسازی و توصیف لایه آمیخته اقیانوسی و لایه مرزی جوئی نیز استفاده گسترده‌ای دارد. از علت‌های موفقیت و استفاده گسترده آن می توان به دقت در بررسی فرایندهای تلاطمی و دارا بودن الگوریتم محاسباتی مناسب و موثر و ساده آن اشاره کرد. ساده‌سازی‌های صورت گرفته در این مدل به صورت سامانمند است و بر پایه مشاهدات پارامترهای موثر در معادله‌ها که دارای درجه ناهمسان‌گردی کوچک‌اند،

اعمال شده است. نسخه عملیاتی این مدل شامل چندین مرحله است که در هر مرحله، معادله‌های سرعت میانگین و دمای پتانسیل میانگین با استفاده از یک دسته معادله‌های دارای جمله‌های تلاطمی به دست می آید.

با وجود استفاده گسترده‌ای که مدل ملور- یامادا در مدل‌های پیش‌بینی پیدا کرده، دارای ضعف‌های بزرگی نیز هست. این مدل قادر به تشخیص مؤلفه‌های قائم و افقی انرژی جنبشی تلاطمی در جو نیست. یعنی در لایه مرزی خنثی، مقدار  $\frac{1}{2}\overline{v^2}$  هم مرتبه با  $\frac{1}{2}\overline{w^2}$  محاسبه می شود که در آن اولی، جمله افقی و دومی، جمله قائم انرژی جنبشی پیچکی هستند. درحالی که داده‌های آزمایشگاهی و مشاهداتی بر این موضوع دلالت دارند که مقدار  $\overline{w^2}$  همیشه به اندازه چشمگیری کوچک‌تر از مقدار  $\overline{v^2}$  است. همچنین در این مدل، ارتفاع لایه مرزی کمتر از مقداری برآورد می شود که در مشاهدات به دست آمده است. با توجه به این نقاط ضعف و نیاز به استفاده گسترده آن در مدل‌ها، تلاش‌های فراوانی برای تصحیح و بهبود این مدل شده است (از جمله ناکانیشی (۲۰۰۱) و چنگ و همکاران (۲۰۰۲)). بررسی‌هایی که کانتوتو (۱۹۹۴) در مورد مدل MY به انجام رساند، نشان داد که در مدل MY، تولید انرژی جنبشی تلاطمی برابر اتلاف است و در نتیجه عدد ریچاردسن بحرانی در شارهای با چینه‌بندی پایدار در داده‌های (LES (Large Eddy Simulation)، چهار برابر، کوچک‌تر پیش‌بینی می شود.

از دیدگاه نظری علت اصلی نبود توافق بین داده‌های به دست آمده از مدل MY و مقادیرهای دیدبانی شده، استفاده مدل MY از مقیاس طولی یکسان برای فرایندهای میانگین و تلاطمی است. یعنی مقیاس‌های طول برای فرایندهای گوناگون، چه میانگین و چه پیچکی با اندازه‌های متفاوت، یکسان در نظر گرفته می شود. همچنین پارامترسازی جمله همبستگی فشار- سرعت و فشار- دما

همکاران (۲۰۰۲) آمده است. در اینجا به طور کوتاه و مطابق با مرجع یادشده، به معرفی مدل معرفی شده از سوی گروه کانوتو و همکارانش می‌پردازیم.

در معادله تنش رینولدز از  $\Pi_{ij}$ ، تانسور همبستگی فشار-سرعت و در معادله شار گرما از  $\Pi_i^\theta$ ، همبستگی فشار-دما استفاده شده است. با توجه به بستاری که در مورد همبستگی‌های فشار در مدل به کار رفته است، همبستگی‌های فشار از سه جزء تشکیل شده‌اند که عبارت‌انداز:

- ۱- برهم‌کنش‌های بین جمله‌های تلاطمی که ناشی از اثر همسان‌گردی و نقش جمله‌های دارای تغییر آرام است.
- ۲- برهم‌کنش بین تلاطم و چینش میانگین که مربوط به نقش جمله‌های دارای تغییر سریع است.
- ۳- برهم‌کنش بین تلاطم و شناوری که این نیز ناشی از اثرات جمله‌های دارای تغییر سریع است.

در خصوص مدل‌هایی که به صورت کامل پارامترسازی شده‌اند و هر سه اثر برایشان در نظر گرفته شده است، جزئیات این اثرها را لاملی و خواجه‌نوری (۱۹۷۴)، لاندرو و همکاران (۱۹۷۵) و لاملی (۱۹۷۸) و به صورت زیر پیشنهاد کرده‌اند.

$$\Pi_{ij} = \Pi_{ij}^{(1)} + \Pi_{ij}^{(2)} + \Pi_{ij}^{(3)} \quad (3\text{-الف})$$

$$\Pi_i^\theta = \Pi_i^{\theta(1)} + \Pi_i^{\theta(2)} + \Pi_i^{\theta(3)} \quad (3\text{-ب})$$

$$\Pi_{ij}^{(1)} = 2\tau_{pv}^{-1} b_{ij} \quad (4)$$

$$\Pi_{ij}^{(2)} = -\frac{4}{5} e S_{ij} - \alpha_1 \Sigma_{ij} - \alpha_2 Z_{ij} \quad (5)$$

$$\Pi_{ij}^{(3)} = (1 - \beta_5) b_{ij} \quad (6)$$

$$\Pi_i^\theta = \Pi_i^{\theta(1)} + \Pi_i^{\theta(2)} + \Pi_i^{\theta(3)} \quad (7)$$

$$\Pi_i^{\theta(1)} = \tau_{p\theta}^{-1} h_i \quad (7)$$

$$\Pi_i^{\theta(2)} = -\frac{3}{4} \alpha_3 (S_{ij} + \frac{5}{3} R_{ij}) h_i \quad (8)$$

در مدل، به صورت ناقص صورت گرفته است. به عبارتی، ساده‌سازی بیش از اندازه صورت پذیرفته است. جمله‌های همبستگی فشار-سرعت و فشار-دما از دو بخش سریع و آرام (زمینه یا همان میانگین همدیدی) تشکیل شده است. بخش آرام مربوط به جمله‌های همسان‌گرد و بخش سریع شامل جمله‌هایی است که سرعت باد ( $U$ ) در آنها حضور دارد و مرتبط با تانسور چینی ( $S_{ij}$ ) و تانسور تاوایی ( $R_{ij}$ ) است که به صورت زیر تعریف می‌شوند (ملور و یامادا، ۱۹۷۴).

$$S_{ij} = \frac{1}{2} \left( \frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) \quad (1)$$

$$R_{ij} = \frac{1}{2} \left( \frac{\partial U_i}{\partial x_j} - \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) \quad (2)$$

در مدل ملور-یامادا، همبستگی فشار-سرعت شامل بخش آرام و فقط برخی از جمله‌های سریع است، یعنی فقط جمله‌هایی حفظ می‌شود که متناسب با  $S_{ij}$  هستند. همچنین در این مدل، همبستگی فشار-دما فقط شامل بخش آرام است. از آنجاکه هر کدام از جمله‌هایی که برای ساده‌سازی حذف شده‌اند، نماینده فرایند فیزیکی مشخصی هستند، حذف آنها باعث کاهش دقت مدل می‌شود و ضروری به نظر می‌رسد که این همبستگی‌ها به صورت کامل‌تری در مدل مورد توجه قرار گیرند.

### ۳ مدل پیراسته ملور-یامادا

با توجه به ضعف‌های یادشده در مدل MY، چنگ و همکاران با تمرکز بر پارامترسازی کامل‌تر همبستگی‌های فشار، سعی بر رفع کاستی‌ها و بهبود این مدل کرده‌اند. در این مدل جدید از معادله‌های میانگین شامل سرعت میانگین و دمای پتانسیل میانگین و معادله‌های تلاطمی شامل تنش‌های رینولدز، انرژی جنبشی تلاطمی، شار گرما و واریانس دما استفاده شده است. شرح کامل مدل و توضیح متغیرها و ثابت‌های مدل در مرجع چنگ و

پیچکی، معادله زیر به دست می آید.

$$S_M(G_M, G_H)G_M - S_H(G_M, G_H)G_H - 2 = 0 \quad (17)$$

که در آن،  $S_H$  و  $S_H$ ، تابع‌های پایداری و  $G_H$  و  $G_M$ ، گرادیانهای بی‌بعد هستند. یکی از نقاط تفاوت مدل حاضر با مدل MY در همین تعریف  $S_H$  و  $S_H$  است که به نسبت ضریب ثابتی با شکل سنتی  $S$  ها تفاوت دارند. می‌توان این معادله را برحسب  $G_M$  یا  $G_H$  و یا نسبت آنها، یعنی عدد ریچاردسن نوشت.

$$Ri = \frac{G_H}{G_M} = \frac{N^2}{S^2} \quad (18)$$

اگر معادله بالا را برحسب عدد ریچاردسن بنویسیم، به رابطه زیر خواهیم رسید.

$$(c_1 Ri^2 - c_2 Ri + c_3)G_M^2 + (c_4 Ri + c_5)G_M + 2 = 0 \quad (19)$$

که در آن،  $C$  ها ثابت‌های قابل تغییر (واسنجی کردن مدل) هستند.

به علت اعمال فرض‌هایی که بر معادله‌ها صورت گرفته است، ممکن است  $G_H$  و  $G_M$ ، نتیجه‌هایی غیر فیزیکی داشته باشند، بنابراین، این دو کمیت دارای محدودیت انتخابی مقدار خواهند شد. برای مثال  $G_H$ ، متناسب با شناوری است و دارای سه وضعیت است. اگر منفی باشد، یعنی جو ناپایدار، اگر صفر باشد، یعنی خنثی و اگر مثبت باشد، یعنی جو پایدار است. اگر جو دارای چینه‌بندی ناپایدار باشد، در چنین حالتی پیچک‌های بزرگ حاکم‌اند و ممکن است ارتفاع آنها از مرتبه ارتفاع لایه مرزی همرفتی باشد، در صورتی که رابطه‌های  $\overline{w\theta}$  و  $S_H$  و  $G_H$  وابسته به ارتفاع نیستند. در واقع این رابطه‌ها، محلی هستند و مثلاً شار گرما وابسته به گرادیان دما است که این موضوع به بحث مقادیر حدی  $G_M$  و  $G_H$  منجر می‌شود. با توجه به مقدار انتخابی ثابت‌ها، کمترین مقدار

$$\Pi_i^{\theta(3)} = \gamma_1 \beta_i \overline{\theta^2} \quad (9)$$

که در آن،  $b_{ij}$  تانسور تنش رینولدز،  $S_{ij}$  تانسور چینش و  $R_{ij}$  تانسور تاوایی،  $\alpha_i$  ضریب انبساط حجمی و  $\beta_i = g\alpha_i$  و  $h_i$  شار حرارتی‌اند. بالانویس ۱، ۲ و ۳ مربوط به نمایش برهم‌کنش‌های شماره ۱، ۲ و ۳ بیان شده در بالا هستند.

در بیشتر مدل‌های تلاطمی مرتبه دوم، این همبستگی‌ها به صورت ناقص پارامترسازی شده‌اند. مثلاً در مدل ملور-یامادا این جمله‌ها به صورت زیر پارامترسازی شده‌اند.

$$\Pi_{ij}^{(1)} = 2\tau_{pv}^{-1} b_{ij} \quad (10)$$

$$\Pi_{ij}^{(2)} = -e S_{ij} \quad (11)$$

$$\Pi_{ij}^{(3)} = 0 \quad (12)$$

$$\Pi_i^{\theta(1)} = \tau_{p\theta}^{-1} h_i \quad (13)$$

$$\Pi_i^{\theta(2)} = \Pi_i^{\theta(3)} = 0 \quad (14)$$

روشن است که در مدل ملور-یامادا فقط بخش‌های آرام نگه داشته شده‌اند و از بخش‌های سریع به جز یک جمله، چشم‌پوشی شده است. این ساده‌سازی یکی از علت‌های اصلی ضعف مدل ملور-یامادا است.

برای به دست آوردن مقدار همبستگی‌ها، می‌توان از مرتبه‌های گوناگون بستر استفاده کرد که به علت سادگی و کاربرد زیاد بستر مرتبه دوم، در اینجا از این مرتبه استفاده می‌شود. با استفاده از معادله‌های مورد استفاده در مدل، معادله‌های زیر به دست می‌آید.

$$(\overline{uw}, \overline{vw}) = -K_M \left( \frac{\partial U}{\partial z}, \frac{\partial V}{\partial z} \right) \quad (15)$$

$$\overline{w\theta} = -K_H \frac{\partial \Theta}{\partial z} \quad (16)$$

که در این رابطه‌ها  $K_H$  و  $K_M$ ، ضریب‌های پخش پیچکی تکانه و گرما هستند.

در مرحله دوم با فرض برابری تولید و اتلاف انرژی

$$G_M^2 c_1 Ri^2 + (c_4 G_M - c_2 G_M^2) Ri + (c_3 G_M^2 + c_5 G_M + 2) = 0 \quad (21)$$

با اعمال شرط بالا رابطه زیر به دست می آید.

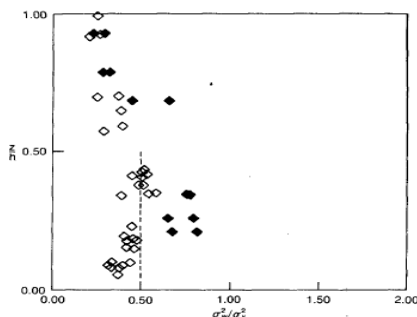
$$c_1 Ri^2 - c_2 Ri + c_3 = 0 \quad (22)$$

و با حل این رابطه برای  $Ri$  خواهیم داشت.

$$Ri_c = \frac{c_2 + (c_2^2 - 4c_1c_3)^{1/2}}{2c_1} = 0.96 \quad (23)$$

مشاهده می شود که با انتخاب مقدار ثابت ها به صورتی که در این مدل صورت گرفته است، مقدار بحرانی عدد ریچاردسن حدود یک است. البته با توجه به اینکه داده های LES آزمایشگاهی بسیاری این مقدار را تایید کرده اند، ولی با توجه به پراکندگی و داده های متنوع، مقدار عدد بحرانی ریچاردسن متفاوت است.

یکی از ضعف های مدل ملور- یامادا، ناتوانی در تشخیص مؤلفه افقی واریانس سرعت ( $v'^2$ ) و مؤلفه قائم آن ( $w'^2$ ) در شرایط خنثی است. در صورتی که داده های آزمایشگاهی نشان داده اند که  $w'^2$  همیشه به مقدار چشمگیری کوچک تر از  $v'^2$  است. این نابرابری دو کمیت، نه در نزدیکی مرزها و دیواره ها، بلکه در همه ارتفاع های لایه مرزی وجود دارد. شکل ۱، نمایه قائم شدت  $\frac{w'^2}{v'^2}$  را برای داده هایی نشان می دهد که با استفاده از هواپیما جمع آوری شده است.



شکل ۱. نمایه قائم شدت  $\frac{w'^2}{v'^2}$  برای داده های هواپیما (گرت، ۱۹۹۲).

$G_H$  برابر  $10/8$  می شود که این مقدار منفی در شرایط ناپایدار رخ می دهد. محدودیت دیگری که روی چینش اعمال می شود، به این صورت است که با افزایش چینش، نباید شار تکانه بهنجار شده، کاهش پیدا کند (هسید و گالپرین، ۱۹۸۳). بنابراین باید شرط زیر نیز رعایت شود،

$$G_M \leq \frac{1 + d_1 G_H + d_3 G_H^2}{d_2 + d_4 G_H} \equiv G_M^{\max} \quad (20)$$

که در آن،  $d$  ثابت است.

هنگامی که عدد ریچاردسن از عدد ریچاردسن بحرانی بیشتر می شود، تلاطم فروکش می کند و از بین می رود. بسیاری از مدل ها از جمله مدل ملور- یامادا، عدد ریچاردسن بحرانی را حدود  $0.25$  و در مورد خاص مدل ملور- یامادا، برابر  $0.19$  پیش بینی کرده اند. به طور کلی بیشتر مدل هایی که براساس بستر مرتبه دوم هستند، مقدار عدد ریچاردسن بحرانی را حدود  $0.2$  پیش بینی می کنند. اما مشاهدات نشان داده اند که مقدار صحیح این عدد حدود یک است. از جمله می توان به داده های آزمایشگاه ارلی از سوی تیلور (۱۹۷۱) و آزمایش های وبستر (۱۹۶۴) و یانگ (۱۹۷۵) اشاره کرد. همچنین مارتین (۱۹۸۵) روشن ساخت که عدد ریچاردسن صحیح برای اقیانوس عدد یک است. وودس (۱۹۶۹) با بحث های نظری نتیجه گرفت که مقدار صحیح عدد ریچاردسن بحرانی عدد یک است. بنابراین با توجه به بحث های نظری مانند وودس و همچنین کارهای عملی مارتین، چه پیش و چه پس از ایجاد مدل ملور- یامادا، دلیل هایی وجود دارد که مقدار بحرانی این عدد برابر یک است.

عدد بحرانی ریچاردسن در این مدل با اعمال شرط  $e \rightarrow 0$  (چنگ و همکاران، ۲۰۰۲) که نتیجه آن  $G_M \rightarrow \infty$  است و اعمال آن در معادله (۱۹) به دست می آید. اگر رابطه (۱۹) را برحسب  $Ri$  بنویسیم، به رابطه زیر می رسیم.



بزرگ، با عنوان «بررسی شبیه‌سازی پیچکی لایه مرزی جو در چینه‌بندی پایدار و شبه پایا» با استفاده از روش شبه پایا داده‌های LES خود را ایجاد و استفاده کردند. گستره قائم این داده‌ها ۵۰۰ متر با فاصله شبکه‌ای ۱۲/۵ متر، شامل ۴۰ نقطه شبکه‌ای در راستای قائم است. باد زمین‌گرد با ارتفاع در راستای  $x$ ، ثابت و برابر با ۸ متر بر ثانیه در نظر گرفته شده است. در این داده‌ها دمای پتانسیل تا ارتفاع ۱۰۰ متر برابر ۲۶۵ کلون و از آنجا با آهنگ  $10^{-1} \text{ km}^{-1}$  تا انتهای حوزه قائم افزایش پیدا می‌کند. در بام این گستره، دما به مقدار ۲۶۸ کلون می‌رسد. از سویی دیگر ناکانیسی (۲۰۰۱) برای شبیه‌سازی خود از داده‌های LES، شامل شش دسته داده، سه مورد برای لایه مرزی پایدار و سه مورد برای لایه مرزی همرفتی استفاده کرد. ناکانیسی در شبیه‌سازی‌های خود از شبکه‌ای با ۶۰ تراز در راستای قائم با فاصله ۴ متر استفاده کرد. نمایه دمای پتانسیل به این صورت است که در ارتفاع زیر ۱۲۲ متر، ثابت و برابر ۲۹۳ کلون و در ارتفاع بین ۱۲۲ تا ۱۶۲ متر با آهنگ ۰/۲ درجه بر متر و در بالای ارتفاع ۱۶۲ متر با آهنگ ۰/۰۰۴ درجه بر متر افزایش پیدا می‌کند.

#### ۴-۱ نتایج داده‌های کوزوویج و کاری

در این بخش به نتایج آزمایش‌های صورت گرفته با مدل عرضه شده می‌پردازیم. در ابتدا داده‌های مورد استفاده کوزوویج و کاری را محک می‌زنیم. شکل‌های ۲ و ۳، به ترتیب نمودار قائم دمای پتانسیلی و باد این دسته از داده‌ها را نشان می‌دهد. این نمودارها در واقع داده‌های ورودی به مدل برای محاسبه متغیرهای دیگر به‌ویژه متغیرهای تلاطمی، انرژی پیچکی و عدد ریچاردسن که ارزش تحلیلی ویژه‌ای دارند را توصیف می‌کنند. با توجه به نمودار قائم دمای پتانسیلی مشاهده می‌شود که جو مورد بررسی از ستونی (این ستون نشانگر همه نقاط دیگر در راستای قائم است) از جو تشکیل شده که تا ارتفاع ۱۰۰

همان‌طور که پیدا است، نسبت این دو کمیت در هیچ ارتفاعی برابر یک نشده و همواره کوچک‌تر از یک است. برای رعایت این موضوع یعنی یکسان نبودن مؤلفه‌های واریانس سرعت در راستاهای افقی و قائم، با به‌کار بردن همبستگی فشار- سرعت و فشار- دمای کامل‌تر در بستر مدل، به این دو کمیت اجازه داده شده است که مقادیرهای متفاوتی داشته باشند. با فرض اینکه تولید با اتلاف برابر است، در لایه مرزی خنثی رابطه‌های زیر از مدل به‌دست می‌آیند.

$$\frac{\overline{u'^2}}{q^2} = \frac{1}{3} + \frac{\lambda_2 + 3\lambda_3}{3} \quad (24)$$

$$\frac{\overline{v'^2}}{q^2} = \frac{1}{3} - \frac{2\lambda_2}{3} \quad (25)$$

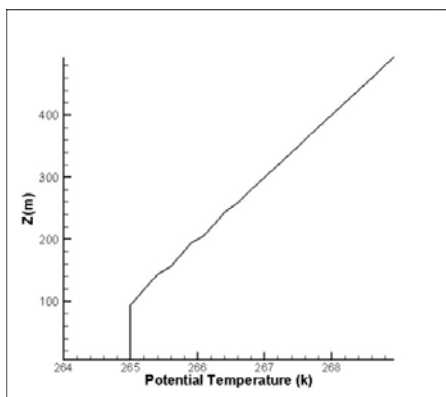
$$\frac{\overline{w'^2}}{q^2} = \frac{1}{3} + \frac{\lambda_2 - 3\lambda_3}{3} \quad (26)$$

که در آن،  $q^2 = \overline{u_i u_j}$  و  $\lambda$  مقادیر ثابت هستند. در مدل ملور- یامادا،  $\lambda_2 = \lambda_3$  است، در نتیجه  $\overline{v'^2} = \overline{w'^2}$ . اما در این مدل مقدار  $\lambda_2$  با  $\lambda_3$  متفاوت است و مقدر  $\lambda_3$  یک مرتبه بزرگی از  $\lambda_2$  بزرگ‌تر است و این موضوع باعث می‌شود که  $\overline{v'^2}$  از  $\overline{w'^2}$  بزرگ‌تر شود و بین راستای افقی و قائم مدل تفکیک قائل شود.

#### ۴ نتایج

در بخش پیش، مبانی نظری مدل پیراسته ملور- یامادا معرفی شد. در اینجا برای راستایی آزمایشی این مدل، آزمایش‌هایی با آن صورت می‌دهیم. به سبب آزمایش نشدند مدل گفته شده با شرایط و داده‌های واقعی، توانایی آن در عمل نیز باید به اثبات برسد و در اینجا در پی این موضوع هستیم. داده‌هایی که برای آزمایش مدل استفاده شده‌اند، شامل داده‌های LES هستند. داده‌های LES در دو دسته داده مورد استفاده قرار می‌گیرند، ۱- داده‌های ناکانیسی (۲۰۰۱) و ۲- داده‌های کوزوویج و کاری (۲۰۰۰). کاری و کوزوویج در شبیه‌سازی پیچک‌های

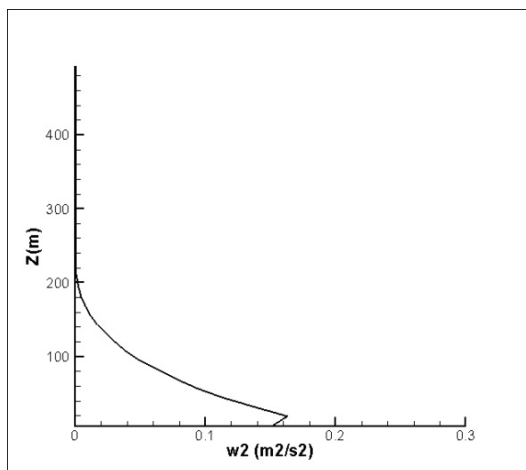
وجود وارونگی دما و ایجاد لایه پایدار رژیم تغییر دما متفاوت از جو کاملاً آمیخته است و در نتیجه دو متغیر دما و سرعت قائم دارای همبستگی منفی یا شار منفی می‌شوند. به زبان دیگر انتقال گرما، از لایه آمیخته به لایه پایدار است. این اتفاق تا ارتفاعی ادامه پیدا می‌کند که بیشینه انتقال صورت گرفته و سپس رژیم انتقال کاهش یافته و در بالای مرز لایه مرزی و جو آزاد انتقال شار یا کوواریانس مثبت شده است. اوج این تابش انرژی در ارتفاع ۱۰۰ متری رخ می‌دهد که ارتفاعی است که در آن رژیم دمای پتانسیلی تغییر می‌کند و دوباره تا ارتفاع ۲۲۰ متری افزایش می‌یابد، به مقدار صفر میل می‌کند و وضعیت پایدار جوی را به خود می‌گیرد. همان‌طور که در شکل ۵ نشان داده شده است، میدان شار تکانه دارای تغییراتی است که از نزدیکی‌های سطح آغاز می‌شود و تا ارتفاع ۱۵۰ متری ادامه دارد. همان‌طور که دیده می‌شود، مقدار این شار تا تراز ۱۵۰ متری منفی است، یعنی انتقال تکانه از ارتفاع‌های بالاتر به ترازهای پایین با بیشینه مقدار منفی در نزدیکی سطح زمین. با توجه به میدان باد مربوطه و توجه به این نکته که سطح زمین دارای خاصیت جذب انرژی و تکانه به علت انتقال اصطکاکی است، مقدار بیشینه منفی آن دارای توجیه فیزیکی است و بیانگر جذب حداکثری انرژی جنبشی و در نتیجه، کاهش سرعت باد (کاهش تکانه یا افزایش شار منفی تکانه) خواهد بود.



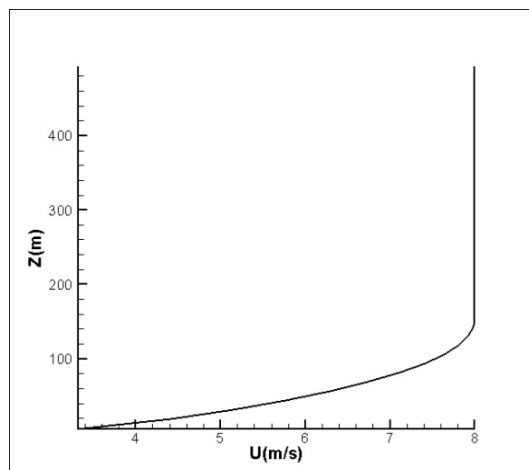
شکل ۲. نمایه دمای پتانسیل داده‌های کوزوویج و کاری.

متری، تغییرات دمای پتانسیلی کوچک و تقریباً صفر است. در نتیجه جو موردنظر تا ارتفاع ۱۰۰ متری از نظر ترمودینامیکی خنثی است و تأثیری از سطح زیرین نمی‌پذیرد. با این انتخاب در واقع نقش پارامترهای فیزیکی به‌ویژه تابش از سطح حذف شده است و منبع انرژی در دسترس در مدل، همان انرژی اولیه است و تنها تغییر در انرژی (میانگین و پیچکی)، تبدیل انرژی از یک نوع (مثلاً میانگین) به نوع دیگر (مثلاً پیچکی) است. در این مدل توجه اصلی به بخش دینامیکی موضوع است و فرایندهای فیزیکی و سطحی بررسی نمی‌شود. فرض بر این است که در ارتفاع‌های بالاتر، جو مورد بررسی، جوی پایدار است، در نتیجه دمای پتانسیلی با ارتفاع افزایش پیدا می‌کند. همان‌طور که انتظار می‌رود و مشاهدات نیز آن را تأیید می‌کند، در چنین جوی، باد دارای چینش شدیدی در راستای قائم است و میدان انتخابی باد باید این ویژگی را نشان دهد. یعنی در میدان باد نیز تا ارتفاع تقریباً ۱۰۰ متری، چینش مثبت باد وجود دارد و در ارتفاع‌های بالاتر، چینش حذف شده است. به علت قرار گرفتن لایه‌ای از جو که دارای پایداری زیادی است (دمای پتانسیلی در ارتفاع‌های بالای ۱۰۰ متر دارای شیب مثبت است و با ارتفاع افزایش پیدا می‌کند)، انتظار می‌رود فرایندهای درون لایه اولیه در آن حبس شود و نفوذ زیادی در لایه بالایی نداشته باشد.

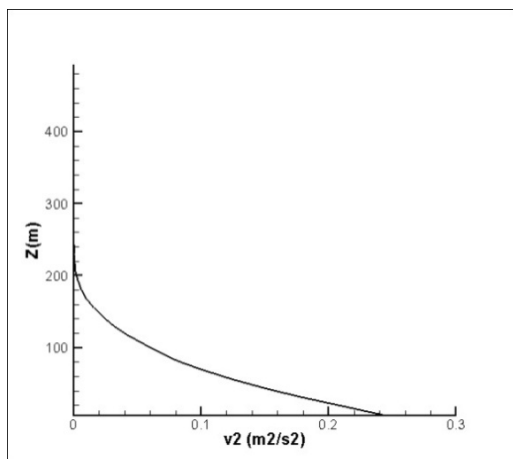
پس از خوراندن میدان‌های یاد شده در مدل، نتایج به‌دست آمده برای میدان‌های تلاطمی مورد بررسی قرار می‌گیرد. شکل‌های ۴ و ۵، به ترتیب نتایج را برای شار گرما و شار تکانه نشان می‌دهد. مشاهده می‌شود شار گرما در ترازهای پایین تا ارتفاع ۸۰ متری مقداری کم و نزدیک به صفر دارد و بالاتر از آن مقدارش همراه با نوسان کاهش پیدا کرده است. مقدار منفی این شار در ترازهای ۸۰-۲۲۰ متری، بیانگر کوواریانس منفی دو متغیر سرعت قائم و دمای جو است. در قله لایه مرزی به علت



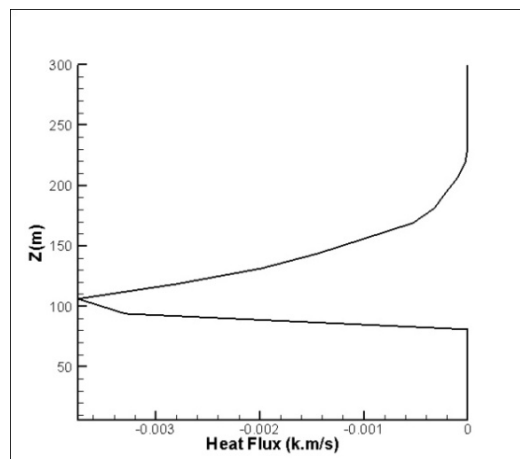
شکل ۶. واریانس  $w^2$  داده‌های کوزوویچ و کاری.



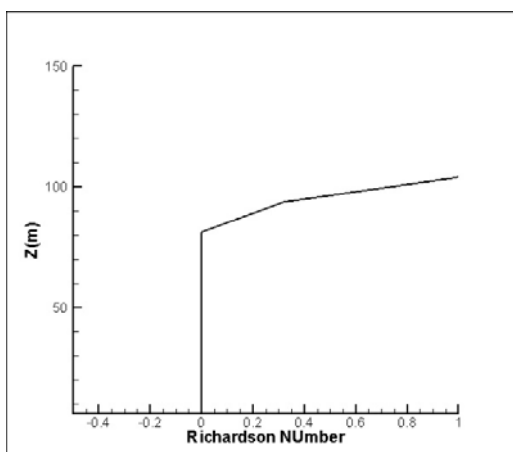
شکل ۳. نمایه باد داده‌های کوزوویچ و کاری.



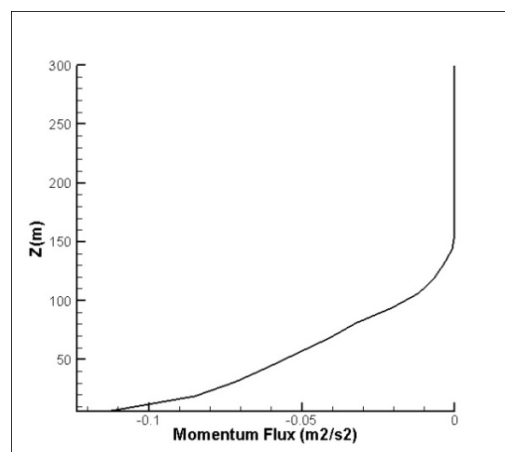
شکل ۷. واریانس  $v^2$  داده‌های کوزوویچ و کاری.



شکل ۴. شار گرمای داده‌های کوزوویچ و کاری.



شکل ۸. عدد ریچاردسن داده‌های کوزوویچ و کاری.

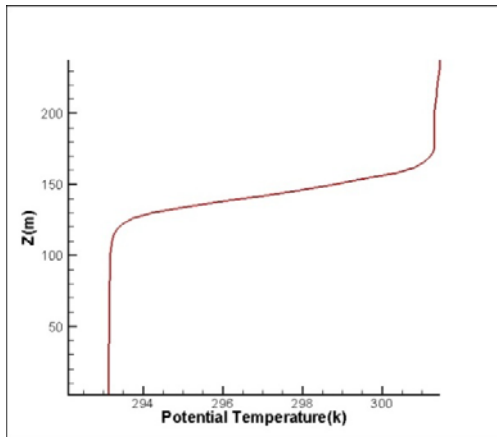


شکل ۵. شار تکانه داده‌های کوزوویچ و کاری.

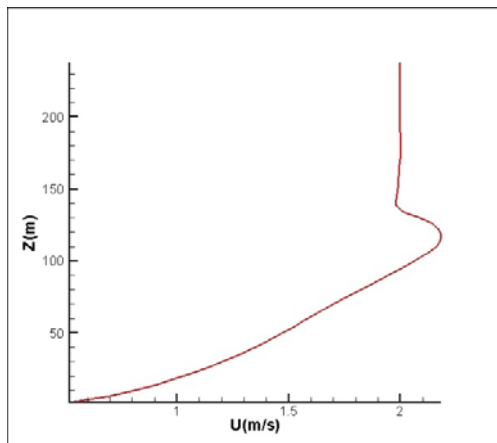
از مهم‌ترین دستاوردهای مدل‌های مطرح در لایه مرزی، توانایی آنها در محاسبه و یا پیش‌بینی مقدارهای جمله‌های تلاطمی در معادله‌های حاکم بر متغیرها است. در مدل‌سازی به شیوه بستار، مرتبه بستار به کار رفته، اثر خود را در جمله‌های تلاطمی آشکار می‌کنند. متناسب با نوع بستار، جمله‌های تلاطمی به شکل‌های گوناگون در معادله‌ها حضور پیدا می‌کنند. مدل معرفی شده در این پژوهش دارای بستار مرتبه ۲ است (هرچند در مراحل از مدل مرتبه ۲/۵ هم به آن اطلاق می‌شود) و جمله‌های تلاطمی که در معادله‌ها وارد می‌شوند، از نوع  $\overline{u_i u_j}$  هستند. در این میان هنگامی که  $i=j$  می‌شود، جمله بالا به انرژی جنبشی پیچکی تبدیل می‌شود. به علت نقش آشکار انرژی در فرایندهای فیزیکی، تمایز بین انرژی جنبشی میانگین و انرژی جنبشی پیچکی، اهمیتی دوچندان پیدا می‌کند. تغییرات انرژی جنبشی پیچکی به منزله نمایه‌ای از تغییر میزان تلاطمی بودن جو با محاسبه جمله‌هایی از نوع  $\overline{w^2}$  و  $\overline{v^2}$  به دست می‌آید. از طرفی محاسبه این دو جمله، معیاری از چگونگی این تغییرات در راستای قائم و افقی و چگونگی گسترش افقی و قائم پیچک‌ها را نیز نشان می‌دهد. مشاهدات نشان داده است (گرت، ۱۹۹۲) که پیچک‌های شکل گرفته در لایه مرزی جو، دارای مقیاس‌های متفاوتی در دو راستای افقی و قائم هستند. شکل‌های ۶ و ۷، مقدارهای محاسبه شده با مدل مورد بررسی در این پژوهش را به ترتیب در راستای قائم و افقی نشان می‌دهد. همان‌طور که در مقدمه بیان شد، مدل‌های رایج و پُرکاربردترین آنها، یعنی MY، توانایی تفکیک بزرگی پیچک‌ها را در دو راستای گفته شده ندارد. در واقع در مدل‌های کنونی، بزرگی پیچک‌ها را در دو راستای افقی و قائم، یکسان فرض می‌کنند. در نتایج به دست آمده از مدل معرفی شده در اینجا، تمایز این دو راستا به خوبی مشاهده می‌شود. بررسی‌های نظری و

مشاهداتی پیشنهاد می‌کنند که این تفاوت دست کم از مرتبه یک و یا بزرگ‌تر باشد. در نتایج حاضر، این تفاوت دارای مرتبه کم‌تری بوده است و بزرگی این دو راستا هم مرتبه ولی متفاوت هستند.

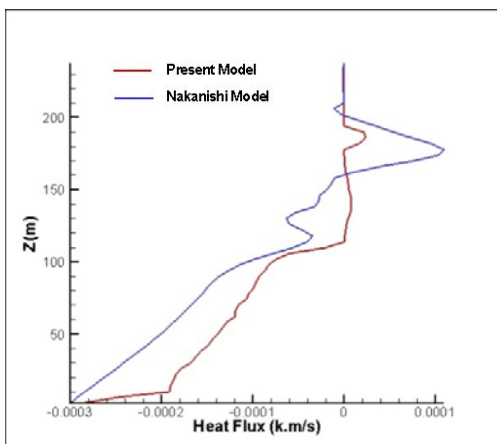
یکی از چالش‌برانگیزترین مباحث در لایه مرزی و پیچک‌ها، عدد ریچاردسن و بزرگی آن است. این عدد به منزله سنج‌ای از میزان پایداری جو، درجه اهمیت زیادی دارد. اگر بپذیریم وجود پیچک‌ها ناشی از وجود ناپایداری در جو لایه مرزی است، این عدد می‌تواند سنج‌ای از میزان حضور پیچک‌ها در جو مورد بررسی به دست دهد. شکل ۸، مقدارهای به دست آمده برای عدد ریچاردسن را نشان می‌دهد. همان‌طور که دیده می‌شود، در جو خنثی (ترازهای کوچک‌تر از ۱۰۰ متر) مقدار عدد ریچاردسن تقریباً صفر است. تقریباً به این معنی که در نزدیکی ارتفاع ۱۰۰ متری، جایی که نیم‌رخ دمای پتانسیلی تغییر شیب می‌دهد و به جو پایدار تبدیل می‌شود، عدد ریچاردسن نیز دارای شیب، و اندکی از مقدار صفر منحرف می‌شود و در ادامه هرچه به ارتفاع ۱۰۰ متری نزدیک‌تر شود، مقدارهای بسیار بزرگ‌تری اختیار می‌کند. به بیانی، در ارتفاعات بالا، به سمت بی‌نهایت میل می‌کند. نکته جالب در اینجا مقدار این عدد در ارتفاع ۱۰۰ متر است. این مقدار برابر با ۰/۸۵ است که از نظر مقدار بسیار به ۱ نزدیک‌تر است تا ۰/۲۵. در تحقیقات کلاسیک، مقدار بحرانی عدد ریچاردسن ۰/۲۵ در نظر گرفته شده است. این مقدار مرز بین شرایط پایدار و ناپایدار جو است، هرچند در جو خنثی نیز احتمال رشد پیچک هم قائل باشیم. کانوتو و همکارانش مقدار بحرانی عدد ریچاردسن را به‌طور نظری برابر با ۱ به دست آورده‌اند و مشاهده می‌شود عددی که اینجا به دست آمده به مقداری که کانوتو و همکارانش محاسبه کرده بودند، نزدیک‌تر است تا مقدار کلاسیک آن (۰/۲۵) که مایلز



شکل ۹. نمایه دمای پتانسیل داده‌های ناکانیشی.



شکل ۱۰. نمایه باد داده‌های ناکانیشی.



شکل ۱۱. شار گرمای داده‌های ناکانیشی.

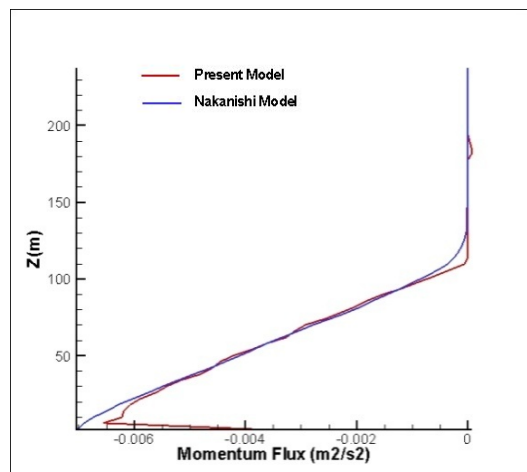
(۱۹۶۱) به دست آورده بود.

#### ۲-۴ نتایج داده‌های ناکانیشی

در این بخش به نتایج آزمایش مدل، با استفاده از داده‌های استفاده شده و تجربه شده ناکانیشی (۲۰۰۱) در تحقیقاتش در خصوص LES می‌پردازیم. با توجه به مطالب بیان شده در بخش پیش و نزدیکی ساختاری این دو گروه داده، در اینجا در مورد نتایج ناکانیشی بحث مفصلی صورت نمی‌گیرد. نتایج به دست آمده در این آزمایش، همگی بر درستی و دقت این مدل دلالت دارند. در برخی اوقات، نتایج به دست آمده در اینجا بسیار با کیفیت‌تر از نتایج ناکانیشی‌اند و با واقعیت‌های مشاهداتی منطبق‌تر هستند.

شکل‌های ۹ و ۱۰، به ترتیب نیم‌رخ‌های قائم دمای پتانسیلی و باد را در داده‌های ناکانیشی نشان می‌دهند. همان‌طور که مشاهده می‌شود، جو تعریف شده در این گروه داده‌ها، به سه لایه مجزا تقسیم‌بندی شده است. در لایه نزدیک به سطح زمین، جو نسبتاً خنثی است و سپس لایه به شدت پایدار و در پایان، لایه‌ای خنثی قرار دارد. با وجود این، میدان باد تعریف شده در این داده‌ها تا اندازه‌ای با واقعیت مشاهداتی متفاوت است. همان‌طور که مشاهدات نشان می‌دهد، در جو خنثی، میدان باد دارای چینش مثبت با ارتفاع است که در لایه نخست این اتفاق در مورد داده‌های ناکانیشی هم رخ می‌دهد، ولی در لایه پایدار که دارای عمقی برابر با ۵۰ متر است (ارتفاع ۱۲۰-۱۷۰ متری)، اولاً چینش کاهش یافته است؛ هرچند سرعت باد نسبتاً چشمگیر است، و درثانی چینش آن منفی شده است. در لایه پایانی، چینش باد حذف شده است. انتظار می‌رود با چنین جوی، میزان رشد پیچک‌ها نسبت به داده‌های گروه پیشین، تفاوت اساسی داشته باشد.

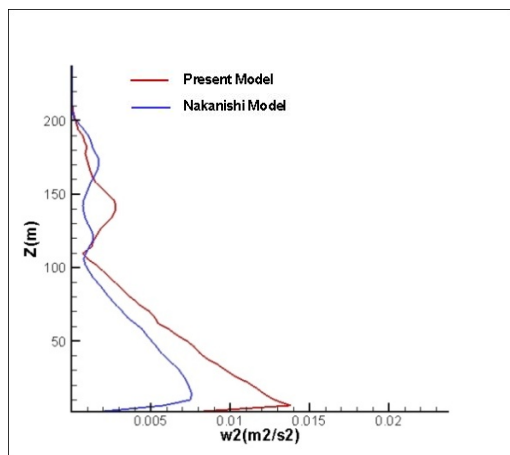
مقدمه بیان شد، مدل‌های عملیاتی موجود از جمله MY، توانایی تمایز پیچک‌ها را در دو راستای افقی و قائم ندارند. در مورد نتایج به‌دست آمده در اینجا، هرچند نسبت مقادیرهای انحراف معیار در دو راستا هم‌مرتب هستند (بر لاف انتظار که دست‌کم یک مرتبه بزرگی باید اختلاف داشته باشند)، ولی بزرگی این کمیت در راستای افقی، نسبت به قائم به‌دست آمده است و مدل به‌خوبی قادر به تمایز بین دو راستا شده است. سرانجام در مورد بزرگی عدد ریچاردسن، تطابق کاملی بین دو مدل به‌دست آمده که در شکل ۱۵ به نمایش در آمده است.



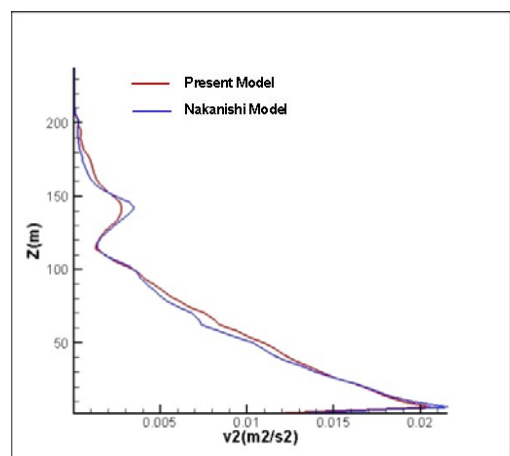
شکل ۱۲. شار تکانه داده‌های ناکانیسی.

با داشتن نتایج مدل LES، ناکانیسی امکان مقایسه نتایج مدل کنونی با داده‌های به‌دست آمده از شبیه‌سازی‌های صورت گرفته وجود دارد. شکل‌های ۱۱ و ۱۲، نتایج مقایسه برای متغیرهای شار گرما و شار تکانه را نشان می‌دهند. تفاوت بین نتایج مدل کنونی و نتایج ناکانیسی برای شار گرما، چشمگیر است. این تفاوت در سراسر ستون قائم وجود دارد؛ به‌این ترتیب که در لایه‌های زیرین، نتیجه‌های به‌دست آمده از اجرای مدل کنونی، مقادیرهای نسبتاً بزرگ‌تری را نشان می‌دهد و در لایه زیرین، مقدار آنها نسبتاً کوچک‌تر است. شیوه تغییر شارها در لایه‌های گوناگون، مشابه نتایج آزمایش پیشین است. در مورد شار تکانه، اختلاف نتایج مدل ناکانیسی و مدل معرفی شده در این پژوهش به‌جز لایه چسبیده به سطح زمین، بسیار کوچک است. تطبیق نداشتن این دو نتیجه در نزدیکی سطح زمین، ناشی از انتخاب مقدار باد در تراز صفر در مدل جدید است. این ضعف در آزمایش‌های دیگر و داده‌های واقعی نیز مشاهده شد.

بررسی نتایج مقدار واریانس‌ها، نکته آشکاری را بیان می‌کند. شکل ۱۳ و ۱۴، مقدار واریانس‌ها در دو راستای به‌ترتیب قائم و افقی را نشان می‌دهد. همان‌طور که در



شکل ۱۳. واریانس  $\overline{w^2}$  داده‌های ناکانیسی.



شکل ۱۴. واریانس  $\overline{v^2}$  داده‌های ناکانیسی.

بزرگی نسبت پیش‌بینی شده دو مولفه افقی و قائم شارها به‌دست نیامده است ولی مقادیر به‌دست آمده با یکدیگر متفاوت‌اند؛ یعنی مدل قادر به تفکیک دو راستا بوده است ولی نه با شدت پیش‌بینی شده. صرف‌نظر از مقادیر به‌دست آمده برای واریانس‌ها در دو مجموعه داده، مدل در هر دو حالت در مجموع با پارامترسازی کامل همبستگی فشار-سرعت و فشار-دما قادر به رفع کاستی‌های مدل ملور-یامادا شده است. از دیگر نکات قابل توجه در مدل جدید، مقادیر عدد ریچاردسن بحرانی است که تا پیش از این برای تعیین پایداری لایه مرزی عدد  $0.25$  در نظر گرفته می‌شد ولی در مدل جدید این مقدار بحرانی به محدوده از مرتبه یک افزایش یافته است. این مقدار بزرگ‌تر، همان‌طور که چنگ و همکاران (۲۰۰۲) ذکر کرده‌اند، در آزمایشگاه و داده‌های شبیه‌سازی LES نیز تایید می‌شود.

#### تشکر و قدردانی

در اینجا لازم می‌دانیم از پروفیسور ناکانیشی به خاطر در اختیار قرار دادن داده‌های خام و نیز نتایج اجرای مدلشان و به علت راهنمایی‌های ارزشمندشان در طول این پژوهش، به‌ویژه بحث در مورد نتایج آزمایش‌های مدلشان سپاسگزاری کنیم.

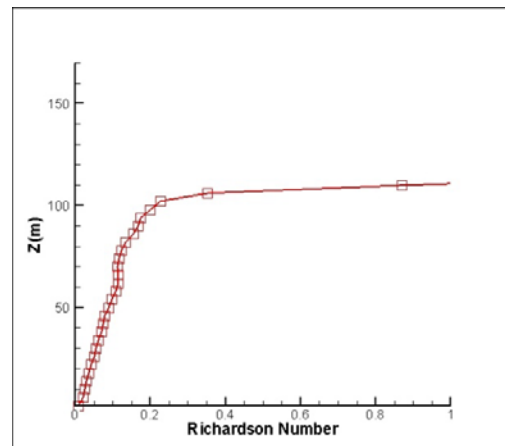
#### مراجع

فراهانی، م. م.، جلالی، ع. و ثقفی، م. ع.، ۱۳۹۱، معرفی و آزمایش یک مدل لایه مرزی با بستار مرتبه دوم، م. فیزیک زمین و فضا، (۲) ۳۸، ۲۱۹-۲۳۱

Canuto, V. M., 1994, Large eddy simulation of turbulence: a subgrid model including shear, vorticity, rotation and buoyancy, *Astrophys. J.*, **428**, 729-752.

Cheng, Y., Canuto, V. M. and Howard, A. M., 2002, An improved model for the turbulent PBL, *J. Atmos. Sci.*, **59**, 1550-1565.

Cuxart, J., 2006, Description of single-column arctic stable boundary layer case for GABLS.



شکل ۱۵. عدد ریچاردسن داده‌های ناکانیشی.

#### ۵ نتیجه‌گیری

بررسی صورت گرفته در مورد نتایج به‌دست آمده از اجرای این مدل، نشان‌دهنده کاهش و رفع برخی ضعف‌های مدل ملور-یامادا در مدل جدید است. نتایج ملور-یامادا را چنگ و همکاران (۲۰۰۲) مفصل بیان کرده‌اند. در مدل جدید، جمله ناشی از باد افقی در انرژی جنبشی پیچکی، چند برابر جمله قائم آن محاسبه شده است. حل مدل به‌صورت فرایابی، نشان‌دهنده دقت زیاد مدل در شناسایی پریشیدگی‌های موجود در میدان‌های باد و دمای پتانسیل و مطابقت آنها با شارهای خروجی است. در آزمایش‌های صورت گرفته با داده‌های ناکانیشی، شار تکانه کاملاً منطبق با نتیجه ناکانیشی و شار گرما مشابه آن و دارای تغییرات آرام‌تری است. نتایج اجرای مدل با داده‌های کوزووویچ و کاری و داده‌های ناکانیشی نشان می‌دهند که واریانس افقی و قائم باد با یکدیگر قابل مقایسه هستند. البته پیش‌تر، مدل حاضر با داده‌های کوزووویچ و کاری که برای جو پایدار به‌دست آمده، بررسی و مقایسه شده است که نتایج در چنگ و همکاران (۲۰۰۲) تشریح شده است. با این حال برای جو خنثی که داده‌های ناکانیشی در این شرایط هستند، واریانس افقی باد تقریباً دو برابر واریانس قائم برآورد شده است و مدل قادر به تفکیک و شناسایی این دو از یکدیگر است. گرچه از نظر مرتبه

- of turbulence closure models for planetary boundary layer, *J. Atmos. Sci.*, **31**, 1791-1806.
- Mellor, G. L. and Yamada, T., 1982, Development of a turbulence closure model for geophysical fluid problems, *Rev. Geophys. Space Phys.*, **20**, 851-875.
- Miles, J. W., 1961, On the stability of heterogeneous shear flows, *J. Fluid Mech*, **10**, 496-508.
- Nakanishi, M., 2001, Improvement of the Mellor-Yamada turbulence closure model based on large-eddy simulation data, *Bound.-Layer Meteor.*, **99**, 349-378.
- Taylor, P. A. 1971, Airflow above changes in surface heat flux, temperature and roughness; an extension to include the stable case, *Boundary-Layer Meteorology*, **1**(4), 474-497.
- Woods, J. D., 1969, On Richardson's number as a criterion for laminar-turbulent-laminar transition in the ocean and atmosphere, *Radio Science*, **4**, 1289-1298.
- Young, S. T. B., 1975, Turbulence measurements in a stably-stratified turbulent shear flow, Queen Mary College of London Rep., QMC-EP 6018.
- Webster, C. A. G., 1964, An experimental study of turbulence in a density stratified shear flow, *J. Fluid Mech.*, **19**, 221-245.
- Garrat, J. R., 1992, *The Atmospheric Boundary Layer*, Cambridge University Press, Cambridge, 316pp.
- Grant, A. L. M., 1992, The structure of turbulence in the near-neutral atmospheric boundary layer, *J. Atmos. Sci.*, **49**, 226-239.
- Hassid, S. and Galperin, B., 1983, A turbulent energy model for geophysical flows, *Bound.-Layer Meteor.*, **26**, 397-412.
- Kosovic, B. and Curry, J. A., 2000, A large eddy simulation of a quasi-steady, stably stratified atmospheric boundary layer, *J. Atmos. Sci.*, **57**, 1052-1068.
- Launder, B. E., Reece, G. and Rodi, W., 1975, Progress in the development of a Reynolds-stress turbulent closure, *J. Fluid Mech.*, **68**, 537-566.
- Lumley, J. L., 1978, Computational modeling of turbulent flows, *Adv. Appl. Mech.*, **18**, 123-176.
- Lumley, J. L. and Khajeh-Nuri, B., 1974, Modeling homogeneous deformation of turbulence, *Advances in Geophysics*, **17**, New York, Academic Press.
- Martin, P. J., 1985, Simulation of the mixed layer at OWS November and Papa with several models, *J. Geophys Res.*, **90**(C1), 903-916.
- Mellor, G. L. and Yamada, T., 1974, A hierarchy