

توسعه پارامترسازی طول زبری در لایه سطحی جو - اقیانوس بر اساس داده‌های اندازه‌گیری

احمد ذادق‌آبادی^۱، حسین ملکوتی^{۲*}، علی محمدی^۳

^۱دانشجوی کارشناسی ارشد، گروه علوم غیر زیستی جوی و اقیانوسی، دانشگاه هرمزگان، بندرعباس، ایران

^۲دانشیار گروه علوم غیر زیستی جوی و اقیانوسی، دانشگاه هرمزگان، بندرعباس، ایران

^۳دانشجوی دکتری، موسسه ژئوفیزیک دانشگاه تهران، تهران، ایران

(تاریخ دریافت: ۱۳۹۶/۰۸/۰۵، تاریخ پذیرش: ۱۳۹۶/۱۰/۰۵)

چکیده

رفتار ضریب پَسار با افزایش سرعت باد نقش تعیین‌کننده‌ای در تبدلات سطحی ایفا می‌کند. تحقیقات صورت گرفته در دهه اخیر نشان می‌دهد روی محیط دریایی در شرایطی که سرعت باد تراز ۱۰ متر از آستانه ۳۰ متر بر ثانیه بیشتر می‌شود، ضریب پَسار کاهش یافته یا حداقل ثابت باقی می‌ماند. به‌منظور پارامترسازی درست ضریب پَسار، امروزه از داده‌های تجربی برای برازش رابطه ارتفاع زبری استفاده می‌شود که از این بین می‌توان تحقیقات جامع ادسون و همکاران (۲۰۱۳) را نام برد. آنها با استفاده از مقادیر اندازه‌گیری شده سرعت اصطکاکی و ارتفاع زبری، رابطه‌ای خطی برای ضریب چارنوک (ضریب جمله توان دوم سرعت اصطکاکی در رابطه چارنوک) ارائه نمودند. به دلیل استفاده از کلیه اطلاعات اندازه‌گیری شده در محاسبه ارتفاع زبری، رابطه ضریب چارنوک برازش داده شده از دقت خوبی برخوردار است. در این پژوهش از یک برازش مرتبه دوم تا سرعت ۳۰ متر بر ثانیه بر روی داده‌های اندازه‌گیری شده ادسون و همکاران استفاده شد. این برازش موجب شد که بازه اندازه‌گیری شده سرعت باد از ۷ تا ۱۸ متر بر ثانیه در ادسون و همکاران (۲۰۱۳) به ۵ تا ۲۳ متر بر ثانیه در این پژوهش افزایش یابد. به‌منظور شبیه‌سازی کاهش یا ثابت باقی ماندن ضریب پَسار در سرعت‌های بالاتر از ۳۰ متر بر ثانیه از یک برازش خطی کاهشی در این بازه از سرعت باد استفاده شده است. برازش خطی کاهشی به‌گونه‌ای که در سرعت ۹۰ متر بر ثانیه ضریب چارنوک صفر می‌شود. از نتایج مهم پژوهش حاضر این است که افزایش سریع ضریب چارنوک در سرعت‌های باد بیشتر از ۳۰ متر بر ثانیه مهار شده و روند افزایش ضریب پَسار با سایر تحقیقات منطبق شده است. در واقع در این پژوهش، نقص عمده روش ادسون و همکاران (۲۰۱۳) در سرعت‌های بالای باد برطرف شده است.

واژه‌های کلیدی: پارامترسازی ارتفاع زبری، ضریب پَسار، سرعت اصطکاکی، مدل کپهای

۱ مقدمه

شار تکانه از مهم‌ترین شارهای لایه مرزی جوّی روی سطح پهنه‌های آبی می‌باشد که اثر مستقیم بر ارتفاع موج دارد. شکل‌گیری امواج در سطح سبب تغییر ارتفاع زبری سطح دریا می‌شود که این تغییر مقادیر سرعت اصطکاکی را به همراه خواهد داشت و متعاقب آن مشخصه‌های لایه مرزی تغییر می‌کنند (آندریاس، ۱۹۹۶؛ ریچ و همکاران، ۱۹۸۶؛ مکین‌تایر، ۱۹۷۲). موضوع اصلی پژوهش حاضر، پارامترسازی رفتار کاهشی ضریب پَسار با افزایش سرعت باد در مقادیر بالاتر از ۳۰ متر بر ثانیه است. به اعتقاد بیشتر محققان، کاهش تبادل تکانه در سرعت‌های بالاتر از ۳۰ متر بر ثانیه به دلیل شکل‌گیری افشانه‌های اقیانوسی می‌باشد. قطره‌های جدا شده از سطح اقیانوس، شار تکانه و گرما در لایه مرزی جو را تغییر می‌دهند (آندریاس، ۲۰۰۴؛ بیانکو و همکاران، ۲۰۱۱).

افزایش سرعت باد و به همراه آن افزایش انتقال تکانه و رشد ارتفاع موج باعث شکل‌گیری ناحیه‌ای سفید رنگ به‌صورت کف بر روی امواج می‌شود. این کف‌ها به‌صورت قطره‌های افشانه در هوا پراکنده شده و افشانه‌های اقیانوسی را ایجاد می‌نمایند. شکل‌گیری افشانه‌های اقیانوسی نظام تبادلی شارها در لایه مرزی جو- اقیانوس را تغییر می‌دهد. بخشی از شار تکانه توسط باد مستقیماً به اقیانوس منتقل می‌شود و بخش دیگری از تکانه توسط افشانه‌های اقیانوسی به امواج منتقل می‌شود. در سرعت‌های باد در حدود ۳۰ متر بر ثانیه افشانه‌های اقیانوس حامل حدود ۱۰ درصد از مقادیر شار در لایه سطحی هستند (آندریاس، ۲۰۰۴). هنگامی که افشانه‌های اقیانوس تولید می‌شوند بخشی از تکانه لایه مرزی را جذب می‌کنند، بنابراین مقدار تکانه خالص تبادل یافته بین جو- اقیانوس کاهش می‌یابد. این قطره‌های افشانه در بازگشت به سطح آب برخورد کرده و این برخورد سبب کاهش ارتفاع امواج می‌شود. به‌طور کلی می‌توان استنباط کرد که

افشانه‌های اقیانوس تأثیر منفی بر رشد امواج دارند (آندریاس، ۲۰۰۴). تبخیر افشانه در لایه مرزی جو- اقیانوس باعث می‌شود شار گرمای محسوس در لایه مرزی کاهش یابد ولی از طرف دیگر شار گرمای نهان به دلیل تبخیر اضافی افزایش می‌یابد. تبخیر افشانه، گرادیان قائم رطوبت در لایه مرزی را کاهش می‌دهد که این مورد موجب کاهش تبخیر در سطح دریا می‌شود. می‌توان گفت اثر افشانه اقیانوسی بر شار گرمای نهان و محسوس اثر بازخوردی است که نیاز به تحلیل دقیق فرآیندهای رخ داده در لایه مرزی دارد (دی‌کازمو و همکاران، ۱۹۹۶).

قطره‌های کوچک حاصل از افشانه‌های اقیانوسی که به دنباله شکست موج رها می‌شوند در فاصله زیادی جابه‌جا می‌شوند و می‌توانند برای چندین روز در جو باقی بمانند که از تأثیرات اصلی آنها می‌توان به پراکندگی تابش، تبخیر به‌طور کامل و انتقال نمک دریا به جو در اثر تبخیر اشاره نمود. ذرات نمک دریا در چرخه شیمی هواپیزها به‌عنوان هسته میعان ابرها عمل می‌کنند. قطره‌های بزرگ نزدیک سطح اقیانوس باقی‌مانده و بر شارهای تکانه و آنتالپی هوا و دریا اثر می‌گذارند. این اثر باعث افزایش شدت چرخندهای حاره‌ای می‌شود. ترکیب شیمیایی افشانه به‌طور معمول شبیه به آب دریا می‌باشد. ذرات معلق در لایه مرزی جو- اقیانوس که شامل دو نوع مایع و جامد با منشأ دریایی است دارای دامنه وسیعی از ذره‌های بزرگ و کوچک با اندازه شعاع چند نانومتری (ذره‌های نمک دریا) تا چند میلی‌متر (قطره‌های بزرگ افشانه) را شامل می‌شود. ذرات کوچک‌تر مدت‌زمان بیشتری در جو باقی می‌مانند که می‌تواند از روزها تا هفته‌ها به طول انجامد. پراکندگی این ذرات به‌صورت جهانی بوده و در تعامل با چرخه ذرات معلق در جو می‌باشد و در واکنش‌های شیمیایی جو شرکت و می‌توانند به‌صورت هسته میعان برای مه و ابر عمل کنند (آندریاس و روزنفلد، ۲۰۰۸).

بین جو- اقیانوس می‌شود. بنابراین افزایش‌های اقیانوسی به‌عنوان یک عامل مهم در انتقال گرمای محسوس و نهان در طی این فرآیندها مطرح می‌شوند.

با توضیحات فوق می‌توان استنباط نمود که افزایش‌های اقیانوسی بر شدت طوفان حاره‌ای تأثیر بسزایی دارند و عدم در نظر گرفتن فرآیندهای وابسته، موجب خطا در پیش‌بینی مسیر و شدت طوفان‌های حاره‌ای می‌شود.

در شرایطی که سرعت باد از کم تا متوسط (۷-۲۰ متر بر ثانیه) است، ضریب پَسار سطح دریا نه‌تنها وابسته به سرعت باد، بلکه به حالت موج نیز وابسته است (گوان و زی، ۲۰۰۴؛ شی و همکاران، ۲۰۱۱؛ لیو و همکاران، ۲۰۱۲؛ وانگ و همکاران، ۲۰۱۳). پاول و همکاران (۲۰۰۳) یک رابطه بین ضریب پَسار سطح دریا و سرعت باد در شرایط سرعت بالای باد به دست آوردند و دریافتند هنگامی که سرعت باد به بیش از ۳۳ متر بر ثانیه می‌رسد ضریب پَسار سطح دریا با سرعت باد کاهش می‌یابد. پاول و همکاران (۲۰۰۳) نشان دادند که این پدیده در اثر افزایش قطره‌های دریا ایجاد می‌شود.

امواج نه‌تنها بر تولید قطره‌های افزایش‌دهنده دریا مؤثر هستند بلکه بر ضریب پَسار در سطح دریا در سرعت‌های کم تا متوسط باد نیز تأثیرگذار هستند و وابستگی ضریب پَسار به حالت موج توسط بسیاری از پژوهشگران مطالعه شده است (درنان و همکاران، ۲۰۰۳؛ گوان و زی، ۲۰۰۴). لیو و همکاران (۲۰۱۲) در خصوص ارتفاع زبری و مکین (۲۰۰۵) در خصوص ضریب پَسار در سطح دریا، نشان دادند که در سرعت‌های بالای باد افزایش‌های اقیانوسی و حالت موج هر دو در کاهش ضریب پَسار سهم هستند. سوزوکی و همکاران (۲۰۱۳) اثر حالت موج بر ضریب پَسار در سطح دریا را ارائه نمودند. به دلیل وجود برآمدگی امواج، پدیده جدایی جریان هوا رخ می‌دهد که برای توضیح کاهش ضریب پَسار در سرعت‌های بالای باد، از تغییر حالت موج استفاده می‌شود. دونلن و همکاران

پیش‌بینی مسیر و شدت یک طوفان حاره‌ای در ارتباط نزدیک با ارزیابی درست از توزیع مکانی و زمانی شارهای تکانه و گرما تبادل شده بین اقیانوس و جو است و هرگونه خطا در برآورد شار تبادل شده منجر به پیش‌بینی نادرست از مسیر و شدت طوفان می‌شود. با توجه به نقش مهم قطره‌های جدا شده از سطح اقیانوس در تغییر مقادیر شار تکانه و گرما می‌توان استنباط کرد که افزایش‌های اقیانوسی در پیش‌بینی مسیر و شدت طوفان حاره‌ای دارای نقش مهمی هستند.

شبیه‌سازی صحیح لایه مرزی جو- اقیانوس مستلزم پارامترسازی و شبیه‌سازی دقیق رفتار شار افزایش‌دهنده اقیانوسی است. بنابراین در خصوص اهمیت و ضرورت موضوع مورد پژوهش می‌توان به دو مورد اصلی زیر اشاره نمود.

(الف) پیش‌بینی درست مسیر و شدت طوفان حاره‌ای: امانوئل (۱۹۹۵) تأثیر افزایش‌های اقیانوسی بر شار آنتالپی و شدت طوفان‌های حاره‌ای را مطرح نمود. وی عنوان نمود که شار آنتالپی نقش مهم‌تری از شار گرمای نهان و محسوس در انتقال انرژی در لایه سطحی جو- اقیانوس ایفا می‌کند و نقش ترکیدن افزایش‌های اقیانوسی در لایه مرزی و تبخیر آنها را موجب کند نمودن انتقال آنتالپی از سطح دریا به هوا دانست. در اینجا یک تناقض مطرح می‌شود که قطره‌های افزایش‌دهنده که از سطح دریا خارج می‌شوند و در اثر تبخیر بخشی خنک می‌شوند (کاهش شار آنتالپی) و دوباره به سطح آب بازمی‌گردند موجب خنک شدن سطح اقیانوس می‌شوند و شار آنتالپی را به‌صورت معنی‌داری کاهش می‌دهند (آندریاس و امانوئل، ۲۰۰۱).

(ب) شبیه‌سازی دقیق فرآیندهای لایه مرزی جو- اقیانوس: شبیه‌سازی دقیق برهمکنش جو و اقیانوس وابسته به بازسازی درست شار گرمای محسوس و نهان در لایه مرزی جو- اقیانوس است. گردش جهانی جریان‌های اقیانوسی موجب تبادلات عظیم از گرمای نهان و محسوس

کارا و همکاران (۲۰۰۳) بر اساس تجربه COARE نسخه ۳ یک رابطه چند جمله‌ای را بر اساس سرعت باد و تابع پایداری برای ضریب تبادل تکانه استخراج نمودند. ویکرز و همکاران (۲۰۱۵) رابطه‌ای را برای سرعت اصطکاکی توسعه دادند که برای محاسبه نیاز به مقادیر سرعت باد و تابع پایداری داشته و از رابطه چارنوگ مدلسازی استفاده نکردند.

در این پژوهش با استفاده از اطلاعات اندازه‌گیری شده ادسون و همکاران (۲۰۱۳) و به کارگیری مدل کپه‌ای مقدار ضریب تبادل تکانه در لایه سطحی مورد محاسبه قرار گرفته است. مبانی نظری مدل کپه‌ای در بخش بعدی ارائه و در ادامه روش استفاده شده در این مقاله معرفی و مورد ارزیابی قرار می‌گیرد.

۲ روش تحقیق

میزان شارهای تکانه، گرما و بخار آب در لایه سطحی بین جو و اقیانوس را می‌توان با روش همبستگی پیچکی به دست آورد. این شارها به صورت زیر تعریف می‌شوند (زو و همکاران، ۲۰۱۷):

$$\tau = -\rho \overline{u'w'}, \quad (1)$$

$$Q_H = -\rho C_p \overline{w'\theta'}, \quad (2)$$

$$E = -\rho L_v \overline{w'q'}, \quad (3)$$

که τ ، Q_H و E به ترتیب شارهای تکانه، گرمای محسوس و گرمای نهان می‌باشد. ρ چگالی هوا، C_p ظرفیت گرمایی ویژه هوا در فشار ثابت و L_v گرمای نهان تبخیر، u' ، w' ، θ' و q' به ترتیب نوسانات سرعت باد افقی، سرعت باد قائم، دمای پتانسیلی و رطوبت ویژه هستند. خط بار نشان‌دهنده‌ی مقادیر میانگین هم‌وردایی

(۲۰۰۴) دریافتند که جدایی جریان هوا یک سازوکار قابل قبول برای محدودیت ضریب پَسار در آزمایشگاه است. علاوه بر این سولویف و لوکاس (۲۰۱۰) نشان دادند که در لایه سطحی جو- اقیانوس، جدایی جریان هوا می‌تواند یک لایه انتقالی دو فازی تولید کند که بخشی از تکانه باد را جدا می‌کند و در نتیجه سبب کاهش ضریب پَسار در سرعت‌های بالا می‌شود. مطالعه دقیق نقش افشانه‌های اقیانوسی و حالت موج در شرایط متفاوت و ارتقای شبیه‌سازی عددی لایه سطحی و محاسبه شارهای تکانه، گرمای محسوس و نهان ضروری به نظر می‌رسد.

پارامترسازی عددی که معمولاً برای محاسبه شارهای سطحی استفاده می‌شود، مدل کپه‌ای است که سادگی کاربرد و دقت مطلوب آن از موارد قوت آن به شمار می‌رود. بخش مهم مدل کپه‌ای که برای محاسبه شارهای سطحی در مدل‌های گردش کلی و منطقه‌ای مورد استفاده قرار می‌گیرد، رابطه چارنوگ (۱۹۵۵) است. با وجود استفاده گسترده از رابطه چارنوگ، به دلیل خود همبستگی در چرخه تکرار (وجود یک پارامتر در چند رابطه در الگوریتم تکرار)، محققان را در محاسبه مشخصه‌های لایه مرزی دچار سردرگمی نموده است. این عامل سبب شده است تا محققان الگوریتم‌های تکرار متنوعی را برای محاسبه ضریب تبادل تکانه طراحی و به کارگیری نمایند. روش کلاسیک در مدل کپه‌ای، روش لیو (۱۹۷۹) است که با حدس اولیه برای سرعت اصطکاکی (u_*) محاسبات آغاز و در ادامه با محاسبه طول مونین-آبخوف و توابع پایداری مقادیر u_* و z_0 (ارتفاع زبری) دقیق می‌شوند و چرخه تکرار تا حصول دقت مورد نظر ادامه می‌یابد. در مدل جفت شده جو- اقیانوس، (The Coupled Ocean-Atmosphere Response Experiment) COARE نسخه ۳ از روش تکرار شبیه به لیو و همکاران (۱۹۷۹) استفاده شده است (فایرال و همکاران، ۲۰۰۳).

که $k = 0.4$ ثابت فون کارمن، z ارتفاع از سطح دریا، $\theta_* = \overline{w'\theta'}/u_*$ ، $u_* = (-\overline{w'u'})^{1/2}$ سرعت اصطکاکی هوا، $q_* = -\overline{w'q'}/u_*$ ، q_* مقیاس رطوبت ویژه، θ_v مقیاس دما، $L = -u_*^3 \frac{\theta_v}{g.k.w'\theta'_v}$ مقیاس طول مونین-آبخوف، θ_v دمای پتانسیلی مجازی، $\overline{w'\theta'_v}$ شار دمای مجازی و g شتاب گرانی زمین است.

$$U(z) = \frac{u_*}{k} \left[\ln\left(\frac{z}{z_0}\right) - \psi_m\left(\frac{z}{L}\right) \right], \quad (10)$$

$$\theta(z) - \theta_0 = \frac{\theta_*}{k} \left[\ln\left(\frac{z}{z_{0h}}\right) - \psi_h\left(\frac{z}{L}\right) \right], \quad (11)$$

$$q(z) - q_0 = \frac{q_*}{k} \left[\ln\left(\frac{z}{z_{0q}}\right) - \psi_q\left(\frac{z}{L}\right) \right], \quad (12)$$

که ψ_m ، ψ_h ، ψ_q توابع پایداری و z_0 ، z_{0h} ، z_{0q} ارتفاع زبری برای انتقال تکانه، گرما و رطوبت است. با استفاده از روابط (۴) تا (۶) می‌توان ضرایب تبادل تکانه، گرما و رطوبت را به صورت زیر محاسبه نمود (استال، ۱۹۸۸؛ گرت، ۱۹۹۲).

$$C_D = \left[k / \ln\left(\frac{z}{z_0}\right) - \psi_m\left(\frac{z}{L}\right) \right]^2, \quad (13)$$

$$C_H = \left[k / \ln\left(\frac{z}{z_0}\right) - \psi_m\left(\frac{z}{L}\right) \right] \left[k / \ln\left(\frac{z}{z_{0h}}\right) - \psi_h\left(\frac{z}{L}\right) \right], \quad (14)$$

$$C_E = \left[k / \ln\left(\frac{z}{z_0}\right) - \psi_m\left(\frac{z}{L}\right) \right] \left[k / \ln\left(\frac{z}{z_{0q}}\right) - \psi_q\left(\frac{z}{L}\right) \right], \quad (15)$$

که توابع پایداری برای شرایط ناپایدار از پاولسون (۱۹۷۰) و در شرایط پایدار از گراچف و همکاران (۲۰۰۷) استفاده شده است. مدل عددی به کار گرفته شده تا حدود زیادی شبیه به مدل عددی آندریاس و همکاران (۲۰۱۲) است که الگوریتم تکرار آن تغییر داده شده است. در مدل مذکور رابطه برازش داده شده زیر به داده‌های

پارامترها در بازه در نظر گرفته می‌باشد. در عمل هواشناسان و اقیانوس‌شناسان به دلیل عدم دسترس بودن داده‌های تلاطمی بر روی اقیانوس برای محاسبه شارهای تکانه و گرمای نهان و محسوس از روش کپه‌ای استفاده می‌کنند (اسمیت، ۱۹۸۰؛ لارج و پوند، ۱۹۸۲؛ فایرآل و همکاران، ۲۰۰۳؛ درنان و همکاران، ۲۰۰۷). شارها با استفاده از مدل کپه‌ای به صورت زیر محاسبه می‌شوند:

$$\tau = \rho C_D U^2, \quad (4)$$

$$Q_H = \rho C_p C_H U (\theta - \theta_s), \quad (5)$$

$$E = \rho L_v C_E U (q - q_s), \quad (6)$$

که C_D ، C_H و C_E ضرایب تبادل تکانه، گرما و بخار آب است. U ، θ و q مقادیر میانگین سرعت باد، دمای پتانسیلی و رطوبت ویژه در یک ارتفاع معین در بالای سطح اقیانوس است. θ_s دمای پتانسیلی سطح و q_s رطوبت ویژه در سطح اقیانوس می‌باشد که ورود نمک به داخل جو نیز در آن لحاظ شده است (فایرآل و همکاران، ۱۹۹۶).

تعدادی از تحقیقات (استال، ۱۹۸۸؛ گرت، ۱۹۹۲؛ پنا و گرینگ، ۲۰۰۸) نشان داده‌اند که ضرایب تبادل به پایداری هوا و ارتفاعی که داده‌ها اندازه‌گیری می‌شوند، بستگی دارند. مدل عددی استفاده شده در این پژوهش از نظریه شباهتی مونین-آبخوف به صورت زیر استفاده می‌کند:

$$\frac{kz}{u_*} \frac{\partial u}{\partial z} = \varphi_m\left(\frac{z}{L}\right), \quad (7)$$

$$\frac{kz}{\theta_*} \frac{\partial \theta}{\partial z} = \varphi_h\left(\frac{z}{L}\right), \quad (8)$$

$$\frac{kz}{q_*} \frac{\partial q}{\partial z} = \varphi_q\left(\frac{z}{L}\right), \quad (9)$$

محاسبه می‌کنند. در شرایط خنثی این ضرایب C_{EN} ، C_{HN} ، C_{DN} در ارتفاع ۱۰ متری بر اساس رابطه شباهتی مونین-آبخوف محاسبه می‌شوند (مونین و یاگلو، ۱۹۷۱).

در بین طرحواره‌های مدل‌سازی لایه سطحی اقیانوسی، روش چارنوک همچنان مهم‌ترین روش‌های پارامترسازی برای ارتفاع زبری است. این روش برای سال‌ها مورد استفاده قرار گرفته و مورد اصلاح واقع شده است. از موارد مورد توجه محققان در خصوص اصلاح رابطه چارنوک تغییر ضریب چارنوک است. رابطه چارنوک دارای جمله‌های زیر است:

$$z_0 = \alpha \frac{u_*^2}{g} + \gamma \frac{V}{u_*}, \quad (18)$$

که جمله اول سمت راست رابطه بالا، ارتفاع زبری حاصل از تلاطم باد در لایه سطحی و عبارت دوم سمت راست ارتفاع زبری ناشی از تنش چسبندگی بین

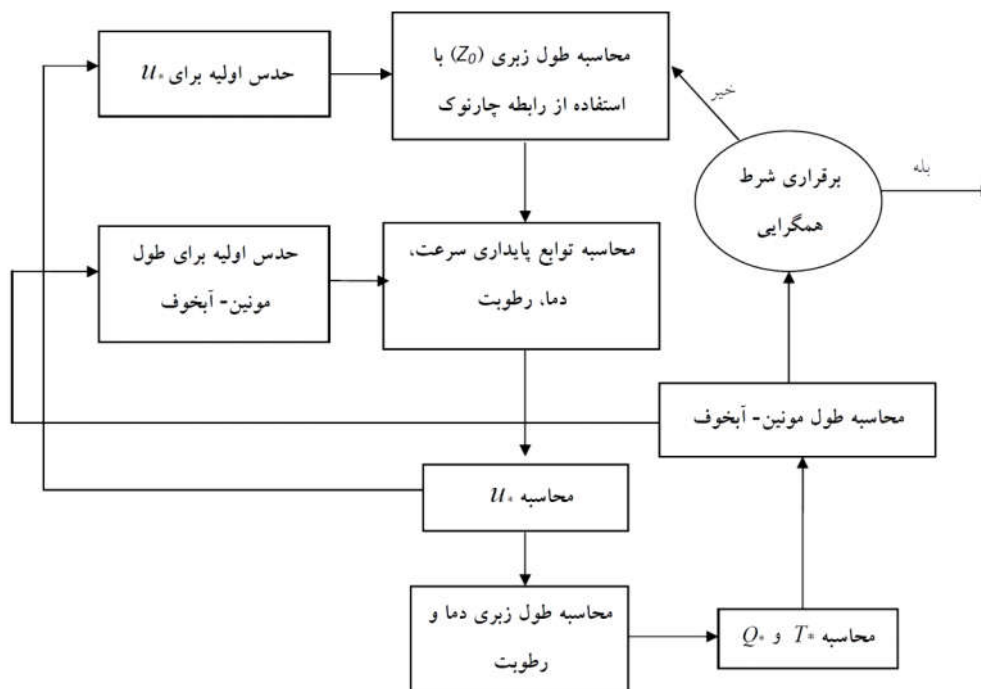
واقعی برای پارامتر u_* نسبت به U_{10N} (سرعت باد در تراز ۱۰ متر در شرایط خنثی) به دست آمده است. با در دسترس بودن U_{10N} می‌توان u_* را محاسبه نمود و سپس با استفاده از u_* مقدار z_0 را محاسبه نمود.

$$U_{10N} = U(z) - \frac{u_*}{k} \ln(z/10) + \frac{u_*}{k} \psi_m(z/L), \quad (16)$$

$$u_* = 0.239 + 0.0433 \left\{ \begin{aligned} & (U_{10N} - 8.271) + \\ & [0.120(U_{10N} - 8.271)^2 + 0.181]^{1/2} \end{aligned} \right\}, \quad (17)$$

در مدل حاضر به دلیل اینکه روابط بر مبنای مدل چارنوک استوار گردیده است، ارتفاع زبری از رابطه چارنوک محاسبه می‌شود و سپس u_* از طریق ارتفاع زبری محاسبه می‌شود. مدل عددی استفاده شده به صورت درختواره در شکل ۱ نشان داده شده است.

برای مقایسه ضرایب تبادل به دست آمده در شرایط گوناگون، محققان ضرایب تبادل را برای شرایط خنثی



شکل ۱. درختواره روش مورد استفاده در این مقاله برای محاسبه مشخصه‌های لایه مرزی.

رابطه پارامترسازی چارنوک برای ارتفاع زبری، یکی از مهم‌ترین روابط پارامترسازی ارتفاع زبری در لایه سطحی اقیانوسی است. تطبیق خوب نتایج پارامترسازی چارنوک در سرعت‌های باد کمتر از ۳۰ متر بر ثانیه موجب شده است که محققان به دنبال روش‌هایی برای اصلاح رابطه چارنوک در سرعت‌های باد بالاتر از ۳۰ متر بر ثانیه باشند. از جمله موارد قابل ذکر دیویس و همکاران (۲۰۰۸) است که با قرار دادن مقادیر بیشینه و کمینه برای ارتفاع زبری اصلاح اولیه را به انجام رساند. در ادامه ادسون و همکاران (۲۰۱۳) ایده تغییر ضریب توان دوم سرعت اصطکاکی در رابطه ارتفاع زبری را مطرح نمودند. آنها با استفاده از داده‌های اندازه‌گیری شده (شکل ۲) مقادیر این ضریب را محاسبه و با برازش خطی، رابطه (۱۹) را برای ضریب چارنوک ارائه نمودند.

رابطه خطی ادسون و همکاران (۲۰۱۳) برای داده‌های اندازه‌گیری شده در شکل ۲ نشان داده شده است. هرچند این خط برازش خوبی را در سرعت‌های ۷ تا ۱۸ متر بر ثانیه ایجاد می‌کند ولی میزان ضریب چارنوک در سرعت‌های باد بالاتر از ۱۸ متر بر ثانیه از موارد مبهم در این برازش است. بنابراین در مدل WRF سرعت باد بین ۷ تا ۱۸ متر بر ثانیه محدود شده است. یعنی سرعت‌های باد کمتر از ۷ متر بر ثانیه به ۷ متر بر ثانیه و بالاتر از ۱۸ متر بر ثانیه به ۱۸ متر بر ثانیه تقریب زده می‌شوند. واقعیت کاهش ضریب پَسار در سرعت‌های باد بالاتر از ۳۰ متر بر ثانیه سبب شده است که در این پژوهش فرض کاهش ضریب چارنوک در این بازه مورد مطالعه قرار گیرد.

به‌منظور به دست آوردن رابطه‌ای برای ضریب چارنوک که تمامی مقادیر U_{10N} را پوشش دهد، در این مقاله با استفاده از نمودار ضریب چارنوک اندازه‌گیری شده در ادسون و همکاران (۲۰۱۳) رابطه جدید به‌صورت زیر مورد محاسبه قرار گرفت:

مولکول‌ها در لایه سطحی است. به‌طور نمونه در مدل WRF ضریب چارنوک (α) بین ۰/۰۱۱ تا ۰/۰۱۸ محدود شده است و هر قدر این ضریب بالاتر برود، مقدار ضریب پَسار نیز افزایش می‌یابد. با کاهش این ضریب در سرعت‌های باد بالا می‌توان مشکلات ناشی از بالا بودن ضریب پَسار در طوفان‌های حاره‌ای را حل نمود. به همین دلیل ادسون و همکاران (۲۰۱۳) ایده تغییر ضریب چارنوک (α) را در سرعت‌های مختلف به‌کار گرفتند. آنها با استفاده از سکویهای برداشت داده‌های اقیانوسی، مشخصه‌های لایه مرزی را به‌صورت عملی محاسبه نمودند.

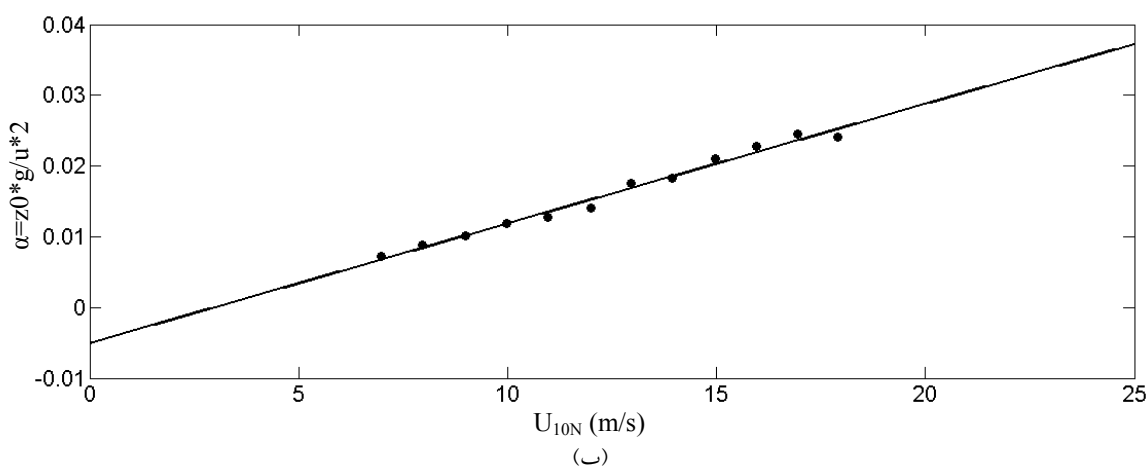
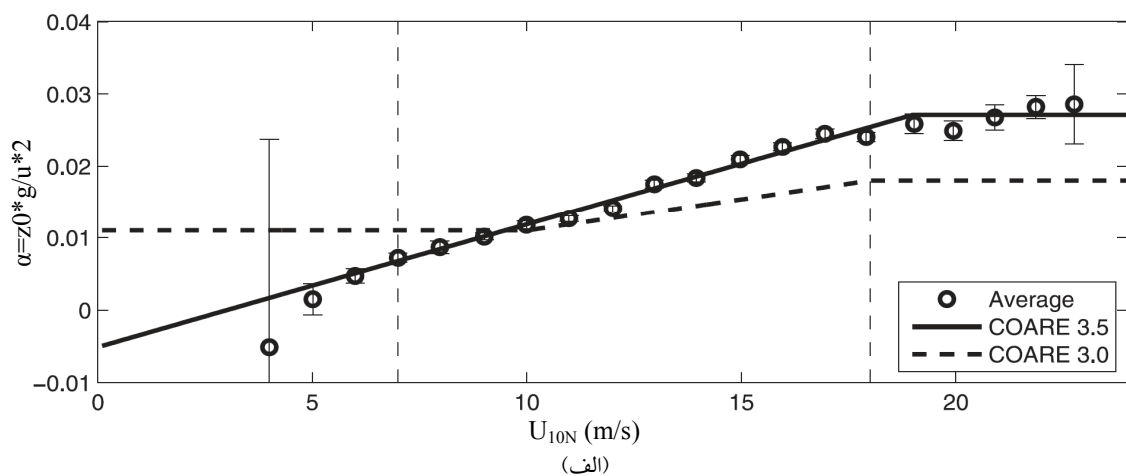
محاسبه ضریب چارنوک در سرعت‌های مختلف باد از موارد مهم در تحقیقات ادسون و همکاران (۲۰۱۳) است. این ضریب برحسب سرعت‌های باد در تراز ۱۰ متر در شرایط خنثی (U_{10N}) محاسبه و رسم شده است و با برازش خطی رابطه ضریب چارنوک زیر حاصل شده است.

$$\alpha = mU_{10N} + b, \quad (19)$$

که در آن $m = 0.0017$ و $b = -0.005$ می‌باشد. از نواقص عمده در پژوهش ادسون و همکاران (۲۰۱۳) این است که رابطه خطی برازش داده شده، فقط برای سرعت‌های باد U_{10N} بین ۷ تا ۱۸ متر بر ثانیه معتبر است. بنابراین در زیر برنامه‌ای که از این روش در مدل WRF استفاده می‌کند، سرعت باد بین این دو مقدار محدود شده است.

۳ بحث

کاهش ضریب پَسار با افزایش سرعت باد از موارد چالشی پیش روی محققان در دهه اخیر در حوضه لایه مرزی است. در روش چارنوک ضریب پَسار به‌صورت یکنوا با افزایش سرعت باد، افزایش می‌یابد. از طرف دیگر



شکل ۲. الف) داده‌های اندازه‌گیری شده ضریب چارنوک توسط ادسون و همکاران؛ ب) داده‌های استخراج شده از شکل فوق و برازش خطی آن در این پژوهش.

با اجرای روش فوق بر روی ضریب چارنوک روابط زیر حاصل می‌شود:

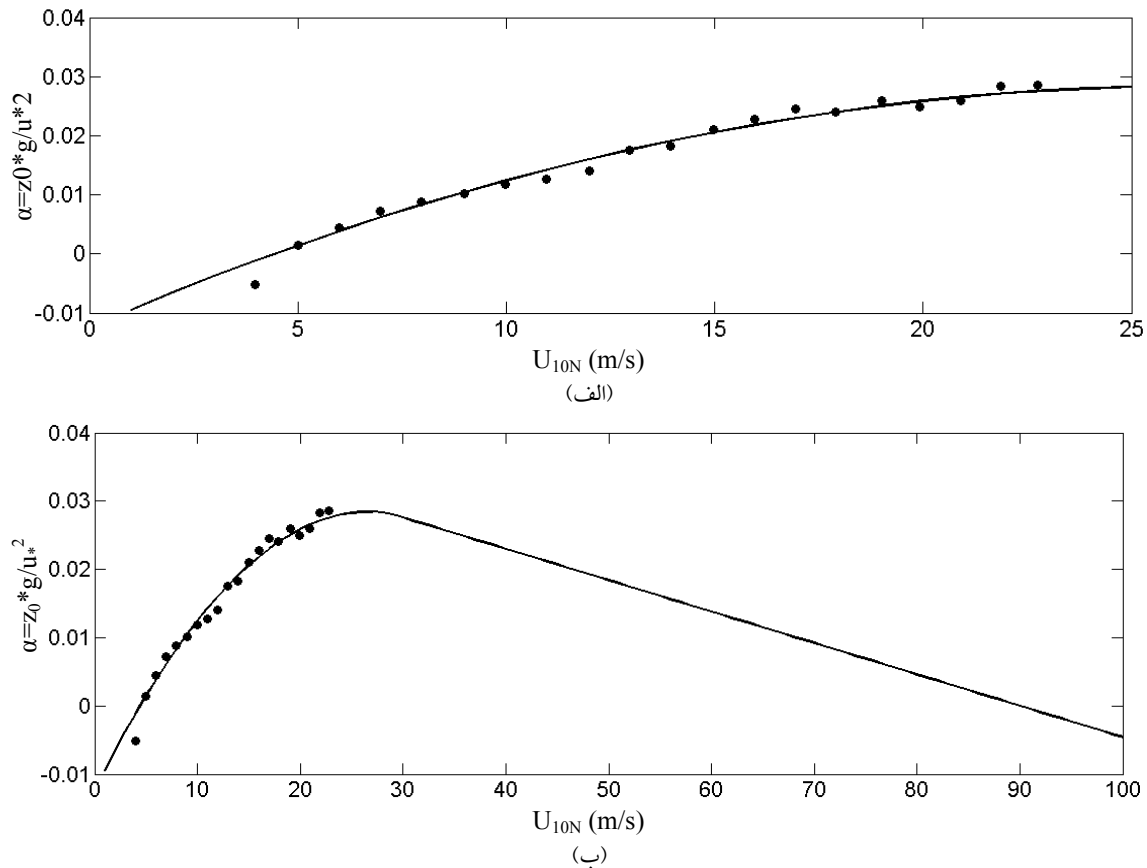
$$\alpha = \begin{cases} aU_{10N}^2 + bU_{10N} + c & 0 \leq U_{10N} \leq 30 \\ dU_{10N} + e & 30 \leq U_{10N} \leq 80 \end{cases} \quad (20)$$

ترکیب دو رابطه بالا منجر به رابطه زیر برای ضریب چارنوک می‌شود (مقدار بیشینه باد ۸۰ متر بر ثانیه قرار داده شده است زیرا در سرعت ۹۰ متر بر ثانیه ضریب چارنوک صفر می‌شود).

$$\alpha = aU_{10N}^2 + (b+d)U_{10N} + (c+e), \quad (21)$$

الف) برای سرعت‌های U_{10N} در بازه صفر الی ۳۰ متر بر ثانیه، از برازش تابع درجه دو استفاده شد تا برازش بهتری را بر روی ضریب اندازه‌گیری شده داشته باشد (شکل ۳-الف).

ب) با توجه به کاهش ضریب پَسار در سرعت‌های باد بالا و لزوم کاهش ضریب چارنوک، فرض شد از سرعت‌های باد بالاتر از ۳۰ متر بر ثانیه ضریب چارنوک به صورت خطی کاهش یابد. میزان کاهش این ضریب نیز به گونه‌ای انتخاب شد که در سرعت باد ۹۰ متر بر ثانیه به صفر میل کند (شکل ۳-ب).



شکل ۳. (الف) برازش درجه دوم بر روی ضریب چارنوک اندازه‌گیری شده ادسون و همکاران (۲۰۱۳) در بازه‌های ۵ تا ۲۳ متر بر ثانیه، (ب) شکل الف به همراه برازش خطی بر روی ضریب چارنوک اندازه‌گیری شده.

با توجه به تعریف $U_{10N} = \frac{u_*}{k} \ln\left(\frac{10}{z_0}\right)$ رابطه (۲۱) به صورت زیر به دست می‌آید.

$$\alpha = a \left(\frac{u_*}{\kappa} \ln\left(\frac{10}{z_0}\right) \right)^2 + (b+d) \frac{u_*}{\kappa} \ln\left(\frac{10}{z_0}\right) + (c+e), \quad (24)$$

با قرار دادن رابطه (۲۴) در رابطه چارنوک (رابطه ۱۸) رابطه زیر به دست می‌آید:

$$z_0 - a \frac{u_*^2}{g} \left(\frac{u_*}{\kappa} \ln\left(\frac{10}{z_0}\right) \right)^2 - (b+d) \frac{u_*^3}{\kappa g} \ln\left(\frac{10}{z_0}\right) - (c+e) \frac{u_*^2}{g} - \gamma \frac{\nu}{u_*} = 0, \quad (25)$$

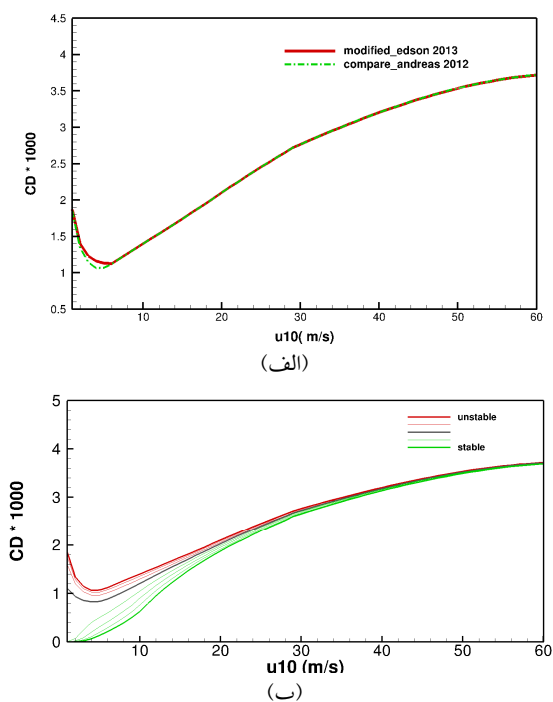
ضرایب نیز با شرط زیر تعیین می‌شوند. ضرایب تابع درجه دوم در برازش بر روی داده‌های اندازه‌گیری شده ادسون و همکاران (۲۰۱۳) به صورت زیر به دست آمده است:

$$\begin{cases} a = -5.7152e-5, \\ b = 0.003056, \\ c = -0.01242, \\ d = e = 0, \end{cases} \quad \text{if } 0 \leq U_{10N} \leq 30, \quad (22)$$

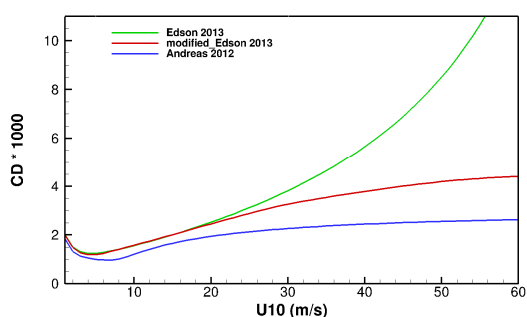
و ضرایب حاصل از برازش خطی برای سرعت‌های باد بالاتر از ۳۰ متر بر ثانیه نیز به صورت زیر است.

$$\begin{cases} a = b = c = 0, \\ d = -4.5982e-4, \\ e = 0.04138, \end{cases} \quad \text{if } 30 \leq U_{10N} \leq 80, \quad (23)$$

همکاران (۲۰۱۳) به دست آمد. داده‌های بازیابی شده از روی شکل ۲-الف در جدول ۱ آورده شده است.



شکل ۴. الف) ضریب پَسار با استفاده از رابطه ۲۵ و ضریب پَسار با استفاده از معادله‌های ۱۶ و ۲۱، ب) ضریب پَسار حاصل از ادسون تعمیم یافته در شکل ۳-ب برای حالت‌های پایدار و ناپایدار.



شکل ۵. ضریب پَسار حاصل از طرحواره ادسون و همکاران (۲۰۱۳) (خط سبز)، ادسون تعمیم‌یافته در این پژوهش (خط قرمز)، آندریاس و همکاران (۲۰۱۲) (خط آبی).

معادله فوق یک رابطه غیرخطی برای ارتفاع زبری (Z_0) است که با استفاده از روش نیوتن (استوئر و بالیرش، ۲۰۱۳) می‌توان این معادله را حل نمود. Z_0 حاصل از رابطه غیرخطی را می‌توان در یک چرخه تکرار لیو (۱۹۷۹) یا آندریاس و همکاران (۲۰۱۲) قرار داده و مقادیر مشخصه‌های لایه مرزی را محاسبه نمود. در شکل-های ۴ و ۵ ضریب پَسار حاصل از رابطه غیرخطی Z_0 آورده شده است. بنابراین روش تکرار در این مقاله دارای دو حلقه تکرار بیرونی و درونی است که در حلقه تکرار بیرونی مقدار u_* با حدس اولیه تعیین شده سپس در حلقه تکرار درونی (رابطه ۲۵) مقدار Z_0 محاسبه می‌شود و در انتهای حلقه نیز با استفاده از رابطه (۱۰) می‌توان u_* را دوباره محاسبه کرد و دوباره حلقه تکرار بیرونی را اجرا کرد. این روند تا حصول دقت مطلوب ادامه دارد. آندریاس و همکاران (۲۰۱۲) برای اجتناب از اجرای حلقه درونی، رابطه (۱۶) را برای محاسبه U_{10N} انتخاب کرد. ولی در روش معرفی شده به دلیل استفاده از رابطه چارنووک و وجود Z_0 در رابطه مذکور، آزمایش‌های عددی عملکرد بهتری را برای روش دو حلقه‌ای نشان داد. در واقع استفاده از توابع پایداری (تابعی از طول مونین-آبخوف) در ابتدای حلقه تکرار می‌تواند منجر به افزایش خطا شود.

برای انجام برازش‌های درجه دوم و اول در رابطه (۲۰) ابتدا لازم است داده‌های اندازه‌گیری شده ادسون و همکاران (۲۰۱۳) در دسترس باشند. به دلیل عدم دسترسی به این داده‌ها با استفاده از نرم‌افزارهای پردازش تصویر ضریب چارنووک اندازه‌گیری شده از روی شکل ۲-الف استخراج و تلاش شد که داده‌ها تا ۴ رقم اعشار از روی شکل‌ها برداشت شوند تا دقت کافی در برازش داده‌ها وجود داشته باشد. به‌منظور درستی‌سنجی برداشت داده‌ها، برازش خطی ادسون و همکاران در بازه ۷ الی ۱۸ متر بر ثانیه تکرار و ضرایب خط به‌طور کامل منطبق بر ادسون و

جدول ۱. مقادیر سرعت باد (متر بر ثانیه) و ضرایب چارنوک به دست آمده از برازش ادسون و همکاران (۲۰۱۳).

ضریب چارنوک	سرعت باد (متر بر ثانیه)	ضریب چارنوک	سرعت باد (متر بر ثانیه)
۰/۰۱۸۳	۱۳/۹۴۲۲	-۰/۰۰۵۱	۳/۹۸۴۵
۰/۰۲۱۰	۱۴/۹۶۹۲	۰/۰۰۱۴	۵/۰۰۳۵
۰/۰۲۲۷	۱۵/۹۴۷۰	۰/۰۰۴۵	۵/۹۲۹۲
۰/۰۲۴۶	۱۶/۹۴۴۷	۰/۰۰۷۳	۶/۹۸۴۰
۰/۰۲۴۱	۱۷/۹۰۱۱	۰/۰۰۸۸	۷/۹۶۷۹
۰/۰۲۵۹	۱۹/۰۲۰۱	۰/۰۱۰۲	۹/۰۰۰۸
۰/۰۲۴۹	۱۹/۹۲۱۲	۰/۰۱۱۸	۹/۹۷۵۷
۰/۰۲۵۹	۲۰/۹۰۳۶	۰/۰۱۲۷	۱۰/۹۶۵۸
۰/۰۲۸۳	۲۱/۸۶۳۳	۰/۰۱۴۱	۱۱/۹۹۱۱
۰/۰۲۸۶	۲۲/۷۵۶۷	۰/۰۱۷۶	۱۲/۹۶۱۳

استفاده از رابطه درجه دوم (۲۱) با ضرایب خطی، برای به دست آوردن ارتفاع زبری است. بنابراین برای درستی-سنجی روش استفاده شده در این مقاله لازم است از روش دوم نیز مقادیر ارتفاع زبری محاسبه شوند. در شکل ۴-الف ارتفاع زبری با استفاده از رابطه (۲۵) محاسبه شده است (نقطه خط چین سبز) و با ارتفاع زبری حاصل از رابطه (۱۶) و رابطه (۲۱) مورد مقایسه قرار گرفته است (خط قرمز). همانطور که انتظار می‌رفت مقادیر ارتفاع زبری حاصل از دو روش عددی متفاوت کاملاً بر روی هم منطبق شده‌اند و فقط تفاوت جزئی در سرعت‌های پایین دیده می‌شود که این تفاوت نیز مربوط به عدم وجود داده اندازه‌گیری شده در این بازه است (داده‌های اندازه‌گیری شده ادسون از ۵ متر بر ثانیه و بالاتر موجود می‌باشد).

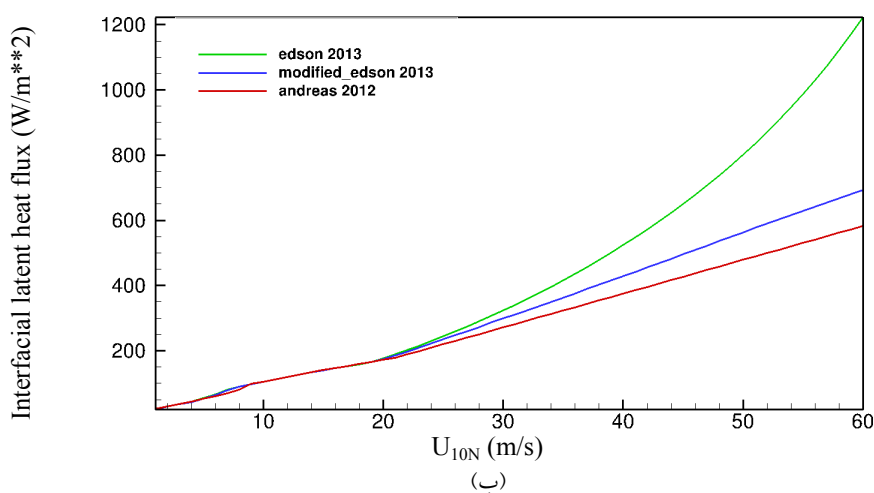
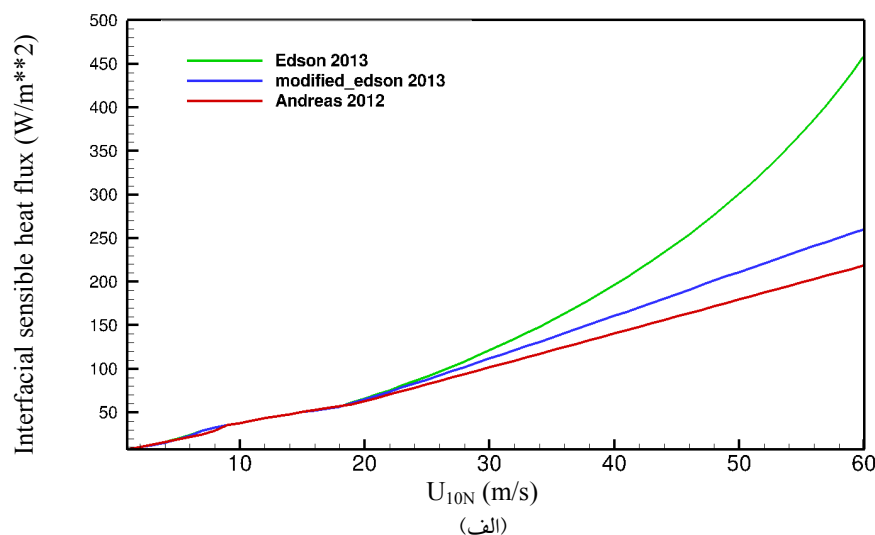
خطای برازش برای ۱۲ داده U_{10N} در بازه ۷ تا ۱۸ متر بر ثانیه، مقدار 6.1708×10^{-4} ارزیابی شد و برای تابع درجه دوم برای برازش ۱۹ داده در بازه ۵ تا ۳۰ متر بر ثانیه 9.5191×10^{-4} است. افزایش خطا در برازش مرتبه دوم مورد انتظار است زیرا پراکندگی داده‌های اندازه‌گیری شده برای $U_{10N} > 18 \text{ms}^{-1}$ بیشتر از بازه

پس از به دست آوردن داده‌های ضریب چارنوک و اطمینان از درستی آن، برازش درجه دوم و خطی رابطه (۲۰) انجام گرفت. به‌منظور اینکه ضریب چارنوک در سرعت‌های باد بالاتر از ۳۰ متر بر ثانیه به‌صورت کاهشی پارامترسازی شود، باید برازش مرتبه دوم بر روی داده‌های اندازه‌گیری شده ادسون و همکاران (۲۰۱۳) در سرعت‌های باد کمتر از ۳۰ متر بر ثانیه انجام شود. این برازش مرتبه دوم باعث می‌شود تعداد نقاط اندازه‌گیری شده که برازش داده می‌شوند از ۱۲ نقطه به ۱۹ نقطه افزایش یافته و سرعت‌های U_{10N} در بازه ۱۸ تا ۳۰ متر بر ثانیه نیز مورد برازش قرار گیرند. نمودار درجه دوم برازش یافته به‌گونه‌ای است که دارای نقطه بیشینه در $U_{10N} = 28 \text{ms}^{-1}$ است و برای U_{10N} بالاتر ۲۸ متر بر ثانیه شروع به کاهش می‌نماید (شکل ۳-ب). وجود نقطه بیشینه در تابع درجه دوم با تقریب خوبی مطابق با دونلن (۲۰۰۴) است که سرعت ۳۳ متر بر ثانیه را به‌عنوان سرعت با بیشینه انتقال تکانه معرفی می‌کند.

در این مقاله رابطه غیرخطی (۲۵) برای حل ارتفاع زبری استفاده شده است. راهکار دیگر استفاده از رابطه (۱۶) برای محاسبه باد تراز ۱۰ متر در شرایط خنثی است و

ضریب در بازه $U_{10N} < 18\text{ms}^{-1}$ است. در ادامه برای شبیه‌سازی کاهش ضریب پَسار در سرعت‌های باد بالاتر از ۳۰ متر بر ثانیه از یک برازش خطی استفاده شد. این برازش خطی به گونه‌ای است که از سرعت ۳۰ متر بر ثانیه تا ۹۰ متر بر ثانیه کاهش می‌یابد و مقدار ضریب چارنووک در سرعت ۹۰ متر بر ثانیه به صفر می‌رسد و سرعت ۸۰ متر بر ثانیه به‌عنوان بیشینه سرعت باد در نظر گرفته می‌شود که مقدار ضریب چارنووک در بیشینه سرعت ۸۰ متر بر ثانیه به مقدار $0/005$ می‌رسد (شکل ۳).

$7\text{ms}^{-1} < U_{10N} < 18\text{ms}^{-1}$ است. با این حال رشد ۳۷ درصدی متوسط خطای برازش در مقابل افزایش بازه U_{10N} قابل صرف‌نظر کردن است. چنانچه فقط داده‌های U_{10N} در بازه ۷ تا ۱۸ متر بر ثانیه را با تابع درجه دوم برازش دهیم متوسط خطا 8.1728×10^{-4} خواهد شد که حاکی از رشد ۲۱ درصدی خطاست بنابراین می‌توان دریافت که خطای برازش درجه دوم برای ۱۲ داده ۲۱ درصد ولی خطا برای $12+7$ نقطه حدود ۳۷ درصد است. این تحلیل خطا نشان می‌دهد که پراکندگی ضریب چارنووک برای $U_{10N} > 18\text{ms}^{-1}$ بیشتر از پراکندگی این



شکل ۶. الف) شار گرمای محسوس، آندریاس و همکاران (۲۰۱۲) (خط قرمز)، ادسون تعمیم‌یافته (خط آبی)، ادسون و همکاران (۲۰۱۳) (خط سبز)، ب) مانند الف برای شار گرمای نهان.

هرچند هر دو روش مبتنی بر داده‌های اندازه‌گیری شده هستند ولی به دست آوردن نتیجه متفاوت می‌تواند ناشی از متفاوت بودن شرایط برداشت داده باشد. علت افزایش مقدار ضریب پَسار در سرعت‌های بالاتر از ۳۰ متر بر ثانیه به‌رغم کاهش ضریب چارنوک، ناشی از رشد سرعت اصطکاک است و از آنجا که توان سرعت اصطکاک از مرتبه دوم است بنابراین همچنان با کاهش ضریب چارنوک شاهد افزایش ضعیف در ضریب پَسار هستیم (شکل ۵- خط آبی و قرمز). این حالت نشان می‌دهد که در سخت‌گیرانه‌ترین حالت (روش معرفی شده) که ضریب چارنوک در سرعت ۹۰ متر بر ثانیه به صفر برسد نیز نمی‌توان از رشد ضریب پَسار جلوگیری نمود و چنانچه با آزمایش‌های بیشتری ثابت شود که روش معرفی شده در این مقاله همچنان شارهای اضافی در سرعت‌های بالای باد ایجاد می‌کند، باید تجدید نظر اساسی در مدل ادسون و همکاران (۲۰۱۳) ایجاد شود. بنابراین با توجه به اینکه طرحواره ادسون و همکاران (۲۰۱۳) به‌عنوان طرحواره پیش‌فرض برای مدل WRF می‌باشد بنابراین آزمایش‌های بیشتری در برآورد شار سطحی توسط طرحواره ادسون و همکاران (۲۰۱۳) و ادسون تعمیم‌یافته در این مقاله، مورد نیاز است.

۴ نتیجه‌گیری

طرحواره چارنوک پرکاربردترین طرحواره برای محاسبه تبادل شار در لایه سطحی جو-اقیانوس است. سادگی محاسبه و نیاز به داده‌های کم از جمله مواردی است که موجب محبوبیت این طرحواره شده است.

کاربرد ساده و محبوبیت رابطه چارنوک سبب شد که این طرحواره همواره مورد ارزیابی و تصحیح قرار گیرد. از جمله تحقیقات مهم در تصحیح این طرحواره، روش ادسون و همکاران (۲۰۱۳) است. ادسون و همکاران (۲۰۱۳) روش ضرایب متغیر برای رابطه چارنوک را مطرح

مقدار ضریب پَسار برای برازش خطی ادسون به‌صورت افزایشی است که رشدی شبیه به تابع نمایی دارد (شکل ۵- خط سبز). رشد شبه‌نمایی برای برازش ادسون سبب ایجاد مقادیر بزرگ در شارهای سطحی می‌شود. شار گرمای محسوس 459 w m^{-2} (شکل ۶-الف) و شار گرمای نهان به 1223 w m^{-2} (شکل ۶-ب) و ضریب پَسار به $13/7$ در سرعت ۶۰ متر بر ثانیه برای برازش خطی می‌رسد.

با تعمیم برازش به درجه دوم برای سرعت‌های کمتر از ۳۰ متر بر ثانیه و کاهش خطی برای سرعت‌های بالاتر از ۳۰ متر بر ثانیه، رشد ضریب پَسار در سرعت‌های باد بالاتر از ۳۰ متر بر ثانیه تا حدود زیادی کاهش می‌یابد (شکل ۴) که برای شرایط ناپایدار (شکل ۴ خطوط قرمز) بیشتر از ضریب پَسار در شرایط پایدار (شکل ۴ خطوط سبز) است. مقادیر شارهای محسوس و نهان نیز در برازش تعمیم‌یافته تا حدود زیادی کاهش یافته است که حاکی از حذف شارهای اضافی در سرعت‌های باد بالاتر از ۳۰ متر بر ثانیه است (شکل ۶). روش معرفی شده در این مقاله به‌منظور ارزیابی کارایی در محاسبه شارها، با روش آندریاس و همکاران (۲۰۱۲) و آندریاس و همکاران (۲۰۱۵) مورد مقایسه قرار گرفته است (شکل‌های ۵ و ۶).

همان‌طور که در بخش مواد و روش‌ها عنوان شد آندریاس و همکاران (۲۰۱۲) و آندریاس و همکاران (۲۰۱۵) با استفاده از داده‌های اندازه‌گیری یک برازش از مرتبه دوم برای سرعت اصطکاک با استفاده از U_{10N} ارائه دادند که منجر به روش متفاوت در الگوریتم تکرار شده است. میزان شار گرمای محسوس و نهان و ضریب پَسار در روش پیشنهادی بیشتر از الگوریتم آندریاس شده است (شکل ۵- خط آبی و قرمز).

مقایسه روش پیشنهادی با روش آندریاس نشان می‌دهد که سازوکار ادسون و همکاران (۲۰۱۳) در طراحی ضریب متغیر برای طرحواره چارنوک منجر به شارهای بزرگ‌تری نسبت به مدل آندریاس می‌شود.

نظر گرفتن سرعت بیشینه ۸۰ متر بر ثانیه در طرحواره ادسون و همکاران (۲۰۱۳) نیز نمی‌توان روند کاهشی در ضریب پَسار در سرعت‌های باد بالاتر از ۳۰ متر بر ثانیه ایجاد کرد. بنابراین چنانچه اندازه‌گیری‌های آینده حاکی از تولید شار اضافی در سرعت‌های باد بالاتر از ۳۰ متر بر ثانیه برای طرحواره ادسون تعمیم یافته شود، نیاز به قیدهای قوی‌تری برای کاهش ارتفاع زبری است و حتی با صفر کردن ضریب چارنوک نیز نمی‌توان روند کاهشی در ضریب پَسار ایجاد نمود. بنابراین می‌بینیم که وارد نمودن اثرات افشانه‌های اقیانوسی در طرحواره‌های معروفی مانند چارنوک با مشکلات زیادی همراه است.

منابع

- Andreae, M. O., Rosenfeld, D., 2008, Aerosol-cloud-precipitation interactions. Part 1. The nature and sources of cloud-active aerosols: *Earth-Science Reviews*, **89**, 13-41.
- Andreas, E., 1996. The temperature of evaporating sea spray droplets. *Oceanographic Literature Review* **1**(43), p.14.
- Andreas, E.L., 2004, Spray stress revisited: *Journal of Physical Oceanography*, **34**, 1429-1440.
- Andreas, E.L., Emanuel, K.A., 2001, Effects of sea spray on tropical cyclone intensity: *Journal of the Atmospheric Sciences*, **58**, 3741-3751.
- Andreas, E. L., Mahrt, L., Vickers, D., 2012, A new drag relation for aerodynamically rough flow over the ocean: *Journal of the Atmospheric Sciences*, **69**, 2520-2537.
- Andreas, E. L., Mahrt, L., Vickers, D., 2015, An improved bulk air-sea surface flux algorithm, including spray-mediated transfer: *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, **141**, 642-654.
- Bianco, L., Bao, J.-W., Fairall, C., Michelson, S., 2011, Impact of sea-spray on the atmospheric surface layer: *Boundary-layer meteorology*, **140**, 361-381.
- Charnock, H., 1955, Wind stress on a water surface: *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, **81**, 639-640.

و با استفاده از داده‌های جمع‌آوری شده از چهار آزمایش میدانی اقیانوسی اقدام به برازش یک رابطه خطی برای سرعت باد از ۷ تا ۱۸ متر بر ثانیه نمودند. دقت در برآورد شار توسط رابطه پیشنهادی موجب فراگیر شدن رابطه ادسون و همکاران (۲۰۱۳) شد به طوری که در نسخه‌های اخیر ۳/۸ و ۳/۹ مدل WRF این طرحواره به عنوان پیش‌فرض برای محاسبه شارهای سطحی در نظر گرفته شده است. از معایب روش پیشنهادی این است که فقط برای سرعت‌های ۷ تا ۱۸ متر بر ثانیه صحت دارد بنابراین سرعت باد بین این دو بازه محدود می‌شود.

در این پژوهش ایراد مذکور مورد توجه قرار گرفت و برای رفع آن ابتدا در بازه سرعت‌های ۵ تا ۳۰ متر بر ثانیه به وسیله یک تابع درجه دوم داده‌های اندازه‌گیری شده ادسون مورد برازش قرار گرفت. هرچند خطای متوسط در برازش درجه دوم به میزان اندکی افزایش یافته است ولی پوشش سرعت‌های بالاتر از ۱۸ تا ۳۰ متر بر ثانیه می‌تواند کاهش اندکی در دقت برازش را پوشش دهد. برای سرعت‌های باد بالاتر از ۳۰ متر بر ثانیه نیز با توجه به تحقیقات زیادی که در زمینه کاهش یا ثبات ضریب پَسار در سرعت‌های بالاتر از ۳۰ ارائه شده، فرض کاهش ضریب چارنوک این بازه سرعت مورد مطالعه قرار گرفت. در سرعت‌های بالاتر از ۳۰ متر بر ثانیه فرض شد که ضریب چارنوک با افزایش باد، کاهش یافته و در نهایت در سرعت ۹۰ متر بر ثانیه به صفر برسد. با توجه به عدم تعبیر فیزیکی برای صفر شدن ضریب چارنوک در سرعت ۹۰ متر بر ثانیه سرعت باد بیشینه ۸۰ متر بر ثانیه در نظر گرفته شده است که مقدار ضریب چارنوک در این سرعت برابر ۰/۰۵ می‌باشد.

تعمیم طرحواره ادسون و همکاران (۲۰۱۳) در این مقاله، منجر به کاهش آهنگ رشد ضریب پَسار شده است. از نتایج مهم پژوهش حاضر این است که حتی با صفر نمودن ضریب چارنوک در سرعت ۹۰ متر بر ثانیه و در

- tropical ocean-global atmosphere coupled-ocean atmosphere response experiment: *Journal of Geophysical Research: Oceans*, **101**, 3747-3764
- Garratt, J., 1992. The atmospheric boundary layer, Cambridge atmospheric and space science series. Cambridge University Press, Cambridge **416**, 444.
- Grachev, A., Fairall, C., Hare, J., Edson, J., Miller, S., 2003, Wind stress vector over ocean waves: *Journal of Physical Oceanography*, **33**, 2408-2429.
- Guan, C., Xie, L., 2004, On the linear parameterization of drag coefficient over sea surface: *Journal of Physical Oceanography*, **34**, 2847-2851.
- Kara, A. B., Hurlburt, H. E., Wallcraft, A. J., 2005, Stability-dependent exchange coefficients for air-sea fluxes: *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology*, **22**, 1080-1094.
- Large, W., Pond, S., 1982, Sensible and latent heat flux measurements over the ocean: *Journal of Physical Oceanography*, **12**, 464-482.
- Liu, B., Guan, C., Xie, L., 2012, The wave state and sea spray related parameterization of wind stress applicable from low to extreme winds: *Journal of Geophysical Research: Oceans*, **117**(C11).
- Liu, W. T., Katsaros, K. B., Businger, J. A., 1979, Bulk parameterization of air-sea exchanges of heat and water vapor including the molecular constraints at the interface: *Journal of the Atmospheric Sciences*, **36**, 1722-1735.
- MacIntyre, F., 1972, Flow patterns in breaking bubbles: *Journal of Geophysical Research*, **77**, 5211-5228.
- Makin, V. K., 2005, A note on the drag of the sea surface at hurricane winds: *Boundary-Layer Meteorology*, **115**, 169-176.
- Monin, A., Yaglom, A., 1971, *Statistical Fluid Dynamics*. Vol. I and II MIT Press, Cambridge.
- Paulson, C. A., 1970, The mathematical representation of wind speed and temperature profiles in the unstable atmospheric surface layer: *Journal of Applied Meteorology*, **9**, 857-861.
- Peña, A. and Gryning, S.E., 2008, Charnock's roughness length model and non-dimensional wind profiles over the sea. *Boundary-layer meteorology*, **128**(2), pp.191-203.
- Davis, C., Wang, W., Chen, S.S., Chen, Y., Corbosiero, K., DeMaria, M., Dudhia, J., Holland, G., Klemp, J., Michalakes, J., 2008, Prediction of landfalling hurricanes with the advanced hurricane WRF model: *Monthly Weather Review*, **136**, 1990-2005.
- DeCosmo, J., Katsaros, K., Smith, S., Anderson, R., Oost, W., Bumke, K., Chadwick, H., 1996, Air-sea exchange of water vapor and sensible heat: The humidity exchange over the sea (HEXOS) results: *Journal of Geophysical Research: Oceans*, **101**, 12001-12016.
- Donelan, M., Haus, B., Reul, N., Plant, W., Stiassnie, M., Graber, H., Brown, O., Saltzman, E., 2004, On the limiting aerodynamic roughness of the ocean in very strong winds: *Geophysical Research Letters*, **31**.
- Zou, Z., Zhao, D., Liu, B., Zhang, J.A. and Huang, J., 2017. Observation-based parameterization of air-sea fluxes in terms of wind speed and atmospheric stability under low to moderate wind conditions. *Journal of Geophysical Research: Oceans*, **122**(5), pp.4123-4142.
- Drennan, W.M., Graber, H.C., Hauser, D., Quentin, C., 2003, On the wave age dependence of wind stress over pure wind seas: *Journal of Geophysical Research: Oceans*, **108**.
- Drennan, W. M., Zhang, J. A., French, J. R., McCormick, C., Black, P. G., 2007, Turbulent fluxes in the hurricane boundary layer. Part II: Latent heat flux: *Journal of the Atmospheric Sciences*, **64**, 1103-1115.
- Edson, J. B., Jampana, V., Weller, R. A., Bigorre, S. P., Plueddemann, A. J., Fairall, C. W., Miller, S. D., Mahrt, L., Vickers, D., Hersbach, H., 2013, On the exchange of momentum over the open ocean: *Journal of Physical Oceanography*, **43**, 1589-1610.
- Emanuel, K.A., 1995, Sensitivity of tropical cyclones to surface exchange coefficients and a revised steady-state model incorporating eye dynamics: *Journal of the Atmospheric Sciences*, **52**, 3969-3976
- Fairall, C., Bradley, E. F., Hare, J., Grachev, A., Edson, J., 2003, Bulk parameterization of air-sea fluxes: Updates and verification for the COARE algorithm: *Journal of Climate*, **16**, 571-591
- Fairall, C. W., Bradley, E. F., Rogers, D. P., Edson, J. B., Young, G. S., 1996, Bulk parameterization of air-sea fluxes for

- Stoer, J., Bulirsch, R., 2013, Introduction to numerical analysis. Springer Science and Business Media.
- Stull, R. B., 1988, Mean boundary layer characteristics. An Introduction to Boundary Layer Meteorology: Springer, 1-27.
- Suzuki, N., Hara, T., Sullivan, P. P., 2013, Impact of breaking wave form drag on near-surface turbulence and drag coefficient over young seas at high winds: Journal of Physical Oceanography, **43**, 324-343.
- Vickers, D., Mahrt, L., Andreas, E. L., 2015, Formulation of the sea surface friction velocity in terms of the mean wind and bulk stability: Journal of Applied Meteorology and Climatology, **54**, 691-703.
- Wang, J., Song, J., Huang, Y., Fan, C., 2013, On the parameterization of drag coefficient over sea surface: Acta Oceanologica Sinica, **32**, 68-74.
- Powell, M. D., Vickery, P. J., Reinhold, T. A., 2003, Reduced drag coefficient for high wind speeds in tropical cyclones: Nature, **422**(6929), 279-283.
- Resch, F., Darrozes, J., Afeti, G., 1986, Marine liquid aerosol production from bursting of air bubbles: Journal of Geophysical Research: Oceans, **91**, 1019-1029.
- Shi, J., Zhong, Z., Li, R., Li, Y., Sha, W., 2011, Dependence of sea surface drag coefficient on wind-wave parameters: Acta Oceanologica Sinica, **30**, 14-24.
- Smith, S. D., 1980, Wind stress and heat flux over the ocean in gale force winds: Journal of Physical Oceanography, **10**, 709-726.
- Soloviev, A. and Lukas, R., 2010. Effects of bubbles and sea spray on air-sea exchange in hurricane conditions. Boundary-layer meteorology, **136**, 365-376.

Expansion of roughness length parameterization in the ocean surface layer based on measured data

Ahmad Zadeghabadi^{1*}, Hossein Malakooti², and Ali Mohammadi³

¹M. Sc. Student, Department of Marine and Atmospheric Science (non-Biologic), Faculty of Marine Science and Technology, University of Hormozgan, Bandar Abbas, Iran

²Associate Professor, Department of Marine and Atmospheric Science (non-Biologic), Faculty of marine science and technology, University of Hormozgan, Bandar Abbas, Iran

³Ph. D. student, Space Physics Department, Institute of Geophysics, University of Tehran, Tehran, Iran

(Received: 27 October 2017, Accepted: 26 December 2017)

Summary

Charnock scheme is known as the most widely used method to calculate the flux exchange in the ocean surface layer. Due to the simplicity of the application and run with minimum meteorological data, it is one of the most popular schemes in the surface layer. Edson et al. (2013) introduced the method of variable coefficients for the Charnock relationship and used data collected from four oceanic field experiments for this purpose. They have introduced a linear regression equation among neutral wind speeds at 10 m (U_{10N}) in range of 7 to 18 m/s with coefficients of Charnock relation. This proposed linear equation is considered by the investigators in the recent versions of 3.8 and 3.9 of the WRF model and is evaluated in some cases. This scheme is considered as the default for the calculation of surface fluxes. The applicability of this method only for U_{10N} between 7 and 18 m/s is known as a disadvantage of this scheme. In this study, the aforementioned problem (U_{10N} limitation) was considered, and neutral wind velocity at 10 m was fitted measured data of Edson in a range of 5 to 30 m/s by a second-order function. However, the average error in second-order fitness has slightly increased, but considering speeds of 18 to 30 m/s can cover a slight decrease in fitness accuracy. For U_{10N} higher than 30 m/s, according to a large number of studies in the field of reducing or fixed drag coefficients at speeds above 30 m/s, the assumption of reducing the Charnock coefficient was studied for U_{10N} more than 30 m/s. The Charnock coefficient was assumed at U_{10N} higher than 30 m/s would decrease linearly with increasing wind speed and eventually reach zero at 90 m/s. Due to the lack of physical interpretation for zeroing the Charnock coefficient at 90 m/s, the maximum U_{10N} of 80 m/s is considered, which is equal to 0.005 for the value of the Charnock coefficient. Modification of the Edson et al. (2013) scheme in this paper has led to a reduction in the growth rate of the drag coefficient. The main results of the present research are that even with zeroing the Charnock coefficient at 90 m/s and taking into account the maximum U_{10N} at 80 m/s in the Edson et al. scheme, the reduction in drag coefficient at U_{10N} more than 30 m/s cannot be created. Therefore, if future measurements suggest additional flux production at U_{10N} higher than 30 m/s for the Edson et al. scheme, stronger strikes are needed to reduce roughness length, and the decreasing trend does not occur in the drag coefficient even with zeroing the Charnock coefficient. Therefore, it is seen that adding ocean spray effects to well-known schemas such as Charnock has many problems. In this study, although the main defects of the Edson et al. scheme (Quasi-exponential growth of the drag coefficient with increasing wind speed) have been resolved, more field measurements will be required for the scheme verification proposed in this paper.

Keywords: roughness length parameterization, drag coefficient, friction velocity, bulk model

*Corresponding author:

malakooti@hormozgan.ac.ir