



Modélisation du clapage de déblais de dragage en milieu marin

Jean Bougis¹ et Pierre Farnole²

¹*Ingénieur Conseil, 34 Chemin du Moulin, 06650 OPIO
Tél. : 04.93.77.74.22, jbougis@aws.fr.*

²*Directeur, ERAMM, Le Thélème, 1503 Route des Dolines, B.P.42,
06901 Sophia Antipolis Cedex
Tél. : 04.92.96.92.05, eramm.farnole@wanadoo.fr.*

Résumé

Le dragage conduit à remplir des chalands de sédiments qui sont ensuite, le plus souvent, clapés à la mer. Le suivi de la trajectoire de ces déblais est nécessaire pour déterminer les zones des fonds qui seront affectées en fonction du lieu et des conditions de rejet ainsi que des conditions environnementales. Grâce à des hypothèses simplificatrices, assez bien vérifiées dans la pratique, la modélisation du clapage, très complexe dans sa généralité, peut être abordée à partir de modèles asymptotiques. Cet article propose un modèle asymptotique des équations de Navier-Stokes fondées sur l'analyse dimensionnelle.

Abstract

Dredging operations induce to fill up split hull barges with sediments which are then, more often than not, placed at open-water disposal sites. To follow trajectory of dredged material it is necessary to determine bottom areas which will be affected in terms of place and conditions of disposal and of environmental conditions. Thanks to simplifying hypothesis, good enough verified in practice, mathematical modelisation of disposal, very complex in general case, can be approached from asymptotic models. This paper proposes an asymptotic model of Navier-Stokes equations based on dimensional analysis.

1. Introduction

Le dragage et le déroctage des fonds marins conduisent à remplir des chalands ou des puits de dragues aspiratrices en marche, tractés ou autopulsés, d'un mélange de sédiments composé de roches, de sables et de vases, plus ou moins chargés en eau de mer. Depuis le milieu des années 1990, il n'est guère plus

possible de stocker à terre ces déblais de dragage et, pour l'avenir, à défaut d'une valorisation, la solution réside donc essentiellement dans leur rejet à la mer.

Le clapage désigne l'opération de rejet gravitaire des déblais à la mer par un chaland muni d'un dispositif d'ouverture du fond de son puits à déblais (chaland à clapets ou chaland fendable). Ces chalands ont des capacités de l'ordre de 500 à 2500 m³. Lors du clapage, le puits s'ouvre et les résidus de dragage tombent à la mer par une ouverture rectangulaire dont les dimensions caractéristiques sont de 3.5 à 5.0 mètres de large et de 35 à 50 mètres de long.

Lors du clapage, les déblais tombent dans l'eau en quelques secondes. Leur évolution dépend ensuite de nombreux paramètres, les uns liés aux conditions de clapage et les autres aux conditions météorologiques et climatiques du site. Elle possède donc deux échelles de temps caractéristiques :

- l'une caractérise les conditions à court terme du clapage et de la chute de l'essentiel des sédiments jusqu'au sol marin.
- l'autre caractérise l'action à long terme du milieu sur l'évolution de la nappe sédimentaire accumulée indépendamment du mode de rejet des sédiments.

L'objectif des modèles numériques de clapage est de prédire le devenir court terme des résidus de dragage clapés dans des conditions caractéristiques données. Des modèles ont été proposés par différents auteurs ; une synthèse en a été faite par Salomon [8] et Ifremer [4]. Ils font intervenir de nombreux paramètres souvent difficiles à appréhender.

2. Phasage de la mise en dépôt par clapage

Le clapage commence par une phase d'immersion en surface des déblais de masse volumique supérieure à celle de l'eau. L'instabilité gravitationnelle crée un mouvement advectif dans lequel les déblais descendent rapidement vers le fond. Durant cette phase de descente en masse, une fraction des déblais quitte le nuage pour se retrouver en suspension dans le milieu ambiant, au gré des courants. Leur évolution dépend alors d'une phase de diffusion passive. Le gros des déblais s'écrase au fond dans une phase d'effondrement dynamique en créant un nuage turbide dont l'évolution dépend également d'une phase de diffusion passive. Ces phasages sont décrits en détail par différents auteurs, dont Truitt [9] et Boutin [2] qui met en évidence le consensus qui existe à ce sujet.

3. Phase de mise à l'eau

La phase de mise à l'eau permet de définir les conditions initiales. Le chaland avance à la vitesse U_0 , de l'ordre d'un mètre par seconde, voire plus. L'ouverture du puits est supposée être instantanée et les déblais sont supposés

entrer dans l'eau comme une masse solide indéformable, immobile avant l'ouverture du chaland. Les caractéristiques cinématiques d'entrée dans le milieu ambiant sont déterminées par l'intégration temporelle des équations de la mécanique du corps solide.

A l'issue de cette phase, le dessus des déblais est au niveau du fond du chaland, la hauteur initiale du nuage est le quotient entre le volume des déblais et la section du puits à déblais. L'origine de l'abscisse curviligne du rejet est située à mi-hauteur du nuage. La vitesse verticale est de l'ordre du mètre par seconde.

4. Phase de descente en masse

4.1 Phénoménologie

Les déblais descendent vers le fond avec une vitesse d'ensemble supérieure à celle qu'auraient les grains de sédiments dissociés. Le champ de vitesse s'épanouit sous l'effet du cisaillement entre deux domaines animés de mouvements distincts : les déblais qui descendent à grande vitesse et le fluide ambiant, éventuellement stratifié, en translation horizontale sous l'effet du courant. Ce cisaillement entraîne le fluide à la périphérie du nuage. Au début, la section comprend trois zones :

- La partie centrale des déblais qui descend sans se mélanger au fluide ambiant. Chaque constituant garde sa concentration initiale.
- A la périphérie, le fluide ambiant n'est quasiment pas perturbé. Il ne se mélange pas avec les déblais.
- Entre ces deux zones, le cisaillement crée une forte turbulence qui aspire le fluide ambiant et dilue les déblais, au prix d'un ralentissement relatif dû à la conservation de la quantité de mouvement.

A la frontière du noyau central, la pression est celle du milieu ambiant. Elle est plus grande à l'intérieur et plus petite à l'extérieur. La zone intermédiaire croît donc vers l'extérieur mais aussi vers le centre. Ainsi, avec le temps et la distance parcourue, la section du noyau central diminue (partie primaire de la phase), puis disparaît à une certaine distance de la surface libre (partie secondaire de la phase).

La frontière entre le milieu ambiant et le nuage n'est pas caractérisée de manière intrinsèque. En raisonnant sur les vitesses moyennes, il est possible de la définir à partir des lignes de courant issues des bords du puits, mais avec les mêmes difficultés que pour la définition de l'épaisseur d'une couche limite. La frontière est donc fixée au lieu où la vitesse est égale à 1% de la vitesse au centre.

Pendant la phase de descente, les courants marins entraînent le nuage en le déformant et en modifiant sa vitesse horizontale. Les efforts gravitaires sont suffisamment prépondérants et la vitesse verticale suffisamment importante pour que l'essentiel des matériaux solides atteigne rapidement le fond, en une dizaine

de secondes dans des fonds de vingt à trente mètres. Toutefois, une partie des déblais est dispersée dans le milieu ambiant. Collins [3] l'a estimé entre 1% et 5% de l'ensemble. Cette phase se termine soit par une phase d'effondrement, soit par une phase de diffusion passive si, avant d'atteindre le fond, la concentration en déblais est devenue trop faible pour que la descente en masse continue.

4.2 Analyse dimensionnelle

Les seules longueurs caractéristiques du problème sont la longueur L_d et la largeur l_d du puits à déblais. Aux distances s , grandes devant ces longueurs, la forme concrète de l'orifice ne peut influencer la forme du rejet, l'écoulement ne possède donc pas de paramètre caractéristique ayant la dimension d'une longueur. Il en résulte que toutes les longueurs du problème restent proportionnelles entre elles et en particulier à l'abscisse curviligne du rejet. Cette même considération impose qu'à une distance donnée, les vitesses (quotient entre une longueur et un temps) restent également proportionnelles entre elles, et le nuage descend en s'épanouissant dans un triangle en bidimensionnel ou dans cône en tridimensionnel.

L'intensité turbulente, rapport en chaque point entre la vitesse fluctuante quadratique moyenne et la vitesse moyenne, est une constante qui caractérise l'ouverture du triangle ou du cône, et donc la dimension horizontale du nuage. La dimension verticale du nuage étant proportionnelle à sa dimension horizontale, dès qu'une forme générique aura été choisie, la forme et le volume du nuage seront définis à chaque abscisse curviligne en fonction de l'intensité turbulente.

4.3 Forme du nuage

La forme du nuage n'a pas une importance cruciale, car elle n'intervient que comme support d'intégration des équations. Abdelrhham et Dettmann [1] ont choisi la forme hémisphérique définie par son rayon. Nous avons préféré une forme tronconique définie par sa section S et son épaisseur e . Et cela pour trois raisons :

- Les gradients de concentration et de vitesse doivent être très forts au centre de la surface de contact basse entre le nuage et le fluide, et beaucoup moins forts sur les bords du rejet qui s'effilochent.
- Cette forme est mieux adaptée à l'intégration de répartitions gaussiennes de la vitesse, de la concentration et de la température qui seront utilisées pour définir la fraction perdue lors de la descente.
- Ce support d'intégration est beaucoup plus maniable, en particulier pour les nuages issus de puits à déblais rectangulaires très allongés, puisque les variables dans la section et suivant l'abscisse sont alors séparables.

A noter également qu'un volume d'ouverture constante (forme cylindrique) serait en contradiction avec la proportionnalité des longueurs, puisque alors, soit ses

longueurs caractéristiques seraient nulles, soit la cohésion des déblais serait grande devant la dépression engendrée par sa chute du nuage.

Pour obtenir la forme circulaire quand le rapport L_d/l_d tend vers l'unité, et la forme rectangulaire lorsque ce rapport tend vers l'infini, la forme transversale du nuage est un rectangle de longueur L et de largeur $2R$ fermé à ses deux extrémités par un demi-cercle de rayon R . Sa section et sa hauteur sont donc définies par :

$$S = R(\pi R + 2L) \quad \text{et} \quad e = \alpha R \quad (1)$$

Les dimensions du nuage sont reliées à l'abscisse curviligne s par les relations :

$$R = R_0 + (s - s_0) \operatorname{tg} \beta \quad \text{et} \quad L = L_0 \quad (2)$$

Où R_0 et L_0 sont définis pour conserver la section du puits. La hauteur initiale du nuage et le coefficient α sont définis à partir des conditions initiales du rejet.

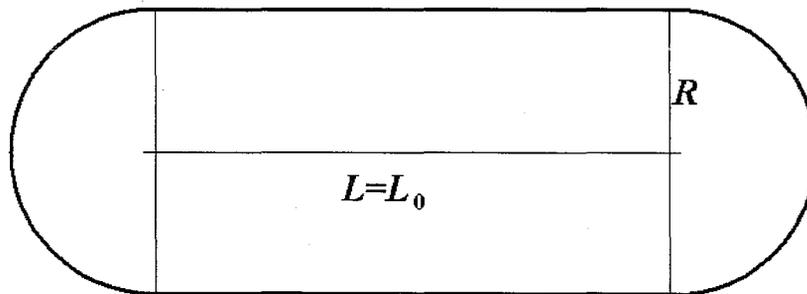


Figure 1 : Section du nuage de déblais
Figure 1: Section of dredged material cloud

4.4 Equations de conservation

Les modèles asymptotiques supposent qu'on puisse réaliser une description globale du phénomène. Or les équations globales dont nous disposons sont :

- la conservation de la masse du milieu ambiant,
- la conservation de la masse des déblais (une équation par constituant),
- la conservation de la quantité de mouvement (trois composantes),
- la conservation de la quantité de chaleur.

La conservation de l'énergie peut être utilisée mais elle est redondante avec les équations de quantité de mouvement. A noter qu'il est possible d'utiliser des combinaisons linéaires des deux premières équations : leur somme qui représente la masse totale, et leur différence qui représente la flottabilité.

Ces équations permettent de traiter un problème ayant pour inconnues :

- le volume du nuage ou sa concentration en fluide du milieu ambiant
- la concentration du nuage en déblais (une inconnue par constituant),
- la vitesse du nuage (trois composantes),
- la température du nuage.

A noter qu'on aura accès à une seule variable par grandeur : sa moyenne. Il faut donc faire une hypothèse sur sa répartition dans le nuage, l'hypothèse de la répartition uniforme n'étant pas la meilleure. Enfin, ces équations ne permettent pas de fixer la constante de proportionnalité ou l'intensité turbulente.

4.5 Répartition des grandeurs

Le choix des répartitions des vitesses et des concentrations est guidé par l'expérience du jet continu, pour lequel les répartitions obtenues analytiquement sont très proches d'une répartition gaussienne aisée à manipuler :

$$u(s, \eta) = u(s, 0) \exp(-a_v \eta^2) = u(s, 0) \exp\left(-a_v \frac{r^2}{R^2}\right) \quad (3)$$

Où r désigne la variable "radiale" et η son expression réduite. Le coefficient a_v dépend du critère d'ajustement choisi. Si l'exponentielle est ajustée sur la "limite du jet" ($\eta=1$ quand $u(s, \eta)/u(s, 0)=1\%$), il est égal à 4.6. Il est nul pour une répartition homogène. Il peut aussi être ajusté en fonction de la vitesse moyenne.

La même répartition est adoptée pour les concentrations volumiques c_i et pour l'écart de température avec le milieu ambiant ΔT .

Faute de données plus précises, les valeurs numériques ont été déterminées à partir de la résolution analytique du problème du jet continu turbulent, pour lequel l'intensité turbulente I_t est de l'ordre de 0.09 à 0.12 ($\text{tg } \beta = 2.4I_t$) en 2D et de l'ordre de 0.06 à 0.09 en 3D ($\text{tg } \beta = 3.4I_t$). L'ouverture β du cône est de 12° à 16° et l'ouverture β' du noyau est de 5° à 7° ($\text{tg } \beta' = 1.0I_t$ en 2D et $\text{tg } \beta' = 1.5I_t$ en 3D).

4.6 Taux de déblais détachés du nuage

Il reste à définir les critères selon lesquels les différentes catégories de déblais quittent le nuage pour se retrouver en suspension dans le fluide ambiant. L'équation de conservation de la masse ne nécessite qu'une valeur moyenne, mais l'équation de conservation de la quantité de mouvement est beaucoup plus sensible à la répartition choisie. Puisqu'on dispose de deux variables, il existe deux types de critères accessibles pour "détacher" les déblais :

- Le premier est fondé sur un seuil c_{ci} de concentration critique, par exemple le seuil correspondant au début de l'entrave de la vitesse de chute du composant i compte tenu de la présence de la concentration en sédiments.
- Le second critère est fondé sur un seuil ξ de vitesse critique en deçà duquel les déblais ne peuvent plus suivre. Il présente les inconvénients d'être unique pour tous les constituants et d'introduire la vitesse dans les équations de conservation de la masse.

C'est donc le premier qui a été retenu. La concentration critique, de l'ordre de 2.10^{-2} à 5.10^{-2} , correspond à un rapport de 0.9 entre la vitesse de chute entravée w_e et la vitesse de chute libre w , issu des expériences de Richardson et Zaki [7] :

$$\frac{w_e}{w} = (1 - c)^n \quad (4)$$

où l'exposant n est fonction du nombre de Reynolds asymptotique (loi de Stokes) :

$$\begin{aligned} 0.2 < R_{ea} < 1 & \quad n = 4.35R_e^{-0.03} \\ 1 < R_{ea} < 500 & \quad n = 4.45R_e^{-0.10} \\ 500 < R_{ea} & \quad n = 2.39 \end{aligned}$$

Le rayon critique R_{ci} est ensuite déterminé pour chaque constituant i en fonction de sa concentration critique c_{ci} . Les déblais arrachés au nuage sont uniformément répartis dans le nuage.

5. Phase d'effondrement

En arrivant sur le fond, le panache turbide s'écrase, en créant des remous susceptibles de remettre en suspension des matériaux solides de surface dont la masse est au plus de l'ordre de 15 à 25% de la masse clapée selon les caractéristiques de la couverture sédimentaire. Elle se redépose ensuite sur le fond après avoir été déplacée par les courants marins et par la houle.

L'écrasement du nuage rend inopérant le raisonnement en valeurs moyennes pour des vecteurs (vitesse et quantité de mouvement). Un raisonnement global doit donc s'appuyer sur des scalaires, c'est à dire sur la masse et sur l'énergie. La composante verticale moyenne de la quantité de mouvement est annulée par l'impulsion sur le sol (ce qui permet de la déterminer mais n'est que d'un intérêt secondaire, sauf à l'utiliser pour une éventuelle remise en suspension des sédiments du fond). Les débits horizontaux moyens sont répartis uniformément dans toutes les directions, avec des pertes de charges supposées homogènes. Le nuage reste en translation horizontale avec sa quantité de mouvement horizontale.

Pendant cette phase, le nuage est supposé rester homogène et se déformer en se mélangeant partiellement au milieu ambiant. Son volume n'est donc pas constant et sa masse volumique moyenne diminue dans le temps. Le débit du fluide entrant dans le nuage est une fonction de l'énergie cinétique E_c du nuage, de sa surface horizontale S , de sa masse volumique moyenne $\bar{\rho}$ et de sa hauteur h :

$$\frac{dW(t)}{dt} = \gamma \sqrt{\frac{E_c(t)S(t)}{\bar{\rho}(t)h(t)}} \quad (5)$$

Le coefficient γ ainsi formé est sans dimension. Sa valeur est de l'ordre de 0.4.

A l'intérieur du nuage, les vitesses sont supposées varier linéairement en prenant l'origine de l'axe vertical ascendant sur le fond :

$$V_r(r;t) = \frac{r}{R} \frac{dR}{dt} = \frac{r}{R} V_R \quad \text{et} \quad V_z(z;t) = \frac{z}{h} \frac{dh}{dt} = \frac{z}{h} V_h \quad (6)$$

La transformation de l'écoulement vertical en écoulement rampant possède, pour une valeur de γ donnée, deux fonctions inconnues : la hauteur $h(t)$ du nuage et son rayon $R(t)$. Deux équations de bilan permettent de les déterminer :

- La conservation de la masse de chaque composant et de la masse du fluide ambiant présent à l'origine ou entrant au cours de l'effondrement,
- La conservation de l'énergie de l'écoulement à des pertes près correspondant à l'écrasement d'un jet sur un écran plan c'est à dire :

$$\Delta E = \xi E_c \quad \text{avec} \quad \xi \approx 0.35 \quad (7)$$

L'écoulement rampant est freiné par le frottement du nuage sur le fond. Il en résulte une force horizontale de traînée locale proportionnelle au carré de la vitesse dont le coefficient de frottement est déterminé à partir d'une rugosité du fond. Il est de l'ordre de 0.25 pour un écoulement en régime fortement rugueux. L'écoulement rampant est également freiné par le cisaillement du dessus du nuage dans le fluide ambiant. Cet effet participe à l'incorporation du fluide dans le nuage. Il en résulte une force horizontale de traînée locale proportionnelle au carré de la vitesse dont le coefficient de cisaillement est de l'ordre de 0.1. Enfin, l'expansion de l'écoulement rampant est freinée par le fluide présent sur le périmètre du nuage et qui doit céder sa place. Cette force se présente sous la forme d'une force de traînée normale dont coefficient d'expansion est de l'ordre de 0.5.

Le travail de ces forces réunies consomme de l'énergie et l'expansion du nuage se ralentit. Elle est supposée terminée lorsque l'énergie cinétique du nuage (hors translation) est passée sous un seuil donné (5% par exemple). L'épaisseur du nuage est alors de l'ordre de 15 à 20% de la profondeur d'eau.

6. Phase de diffusion passive

Les positions et concentrations des sédiments détachés du nuage lors de sa chute et de ceux situés dans le nuage à la fin de la phase d'effondrement au sol servent à initialiser un modèle de diffusion turbulente pour lequel le champ de vitesse est connu $U(x,y,z)$. Chaque catégorie de déblai décante lentement avec une vitesse entravée ou non en fonction de la concentration.

Les sédiments sont supposés être suffisamment dilués pour qu'ils se conduisent comme des scalaires passifs (à leur chute près). Leur présence ne modifie donc plus l'écoulement qui est celui du courant. Si la contrainte de frottement engendrée par le mouvement de l'eau sur le fond (courant et houle) est inférieure au seuil de mise en mouvement, les matériaux se déposent sur le fond. Sinon, ils sont déplacés par charriage et saltation, voire par remise en suspension.

7. Validation

L'approche asymptotique proposée présente l'avantage de nécessiter un calage limité dans la mesure où le nombre des paramètres "de réglage" (intensité turbulente, seuils d'arrachement, coefficient de frottement et d'expansion) est très limité et où leurs significations sont physiques avec des ordres de grandeur globalement cernés.

Dans un premier temps, les résultats obtenus avec ce modèle ont été comparés de manière satisfaisante à ceux fournis par le logiciel ADAMMS (Automated Dredging Disposal Alternatives Management System) de l'Agence de Protection de l'Armée Américaine. Il a ensuite été utilisé pour deux études de rejet de dragage (Morbihan et Calvados) dans des profondeurs de 15 à 35 mètres.

Bien qu'on ne puisse guère attendre mieux que l'ordre de grandeur, de la part de formulations asymptotiques, en particulier en sédimentologie, ces modèles permettent d'aborder, à faible coût, toute une classe de problèmes. Ils garderont donc sans doute une place intéressante même lorsque des modèles complets seront disponibles ; ces derniers permettant sans doute d'améliorer les premiers.

8. Références

- [1] Abdelrhman M.A., Dettmann E.H. (1993) – Dredged material transport at deep-ocean disposal sites – 8th symposium on coastal and ocean management, pp 216-230 New Orleans
- [2] Boutin R. (1999) – Amélioration des connaissances sur les rejets par clapage de type vase – VI^{èmes} Journées Nationales Génie Côtier – Génie Civil, Tome 2, pp 623-633.
- [3] Collins M. (1989) – The behaviour of cohesive and non-cohesive sediments – Séminaire international sur les aspects environnementaux liés aux activités de dragage, pp 15-32 – Nantes.
- [4] IFREMER (1999) – Dragage et environnement marin – 223p.
- [5] Johnson B.H., Scheffner N.W., Teeter A.M., Hands E.B., Moritz H.R. (1994) – Analysis of dredged material placed in open water – 2nd International conference on dredging and dredged material placement, Vol. 1, pp18-27 – Lake Buena Vista
- [6] Moritz H.R., Randall R.E. (1995) – Simulating dredged-material placement at open-water disposal sites – Journal of Waterway, Port, Coastal and Ocean Engineering, Vol 121, N°1, pp 36-48.
- [7] Richardson J.F., Zaki W.N. (1954) – Trans. Instn. Chem. Engrs, Vol 32, pp 35-53.
- [8] Salomon J.C. (1989) – Modèles mathématiques de transport et dispersion – Séminaire international sur les aspects environnementaux liés aux activités de dragage, pp 143-155 – Nantes.
- [9] Truitt C.L. (1988) – Dredged material behaviour during open-water disposal – Journal of Coastal Research, Vol 4, N°3, pp 489-497.