

해양유출유의 분산모델링에 대한 응집효과

김종규 · 설동관 · 류청로
부경대학교 해양공학과

The Effect of Coagulation for Dispersion Modelling of Spilled Oil

JONG-KYU KIM, DONG-GUAN SEOL AND CHEONG-RO RYU
Dept. of Ocean Engineering, Pukyong National University, Pusan 608-737, Korea

KEY WORDS: Weathering 풍화, Dispersion 분산, Coagulation 응집

ABSTRACT: The dispersion of surface oil is generally described as a break-up of oil slick into small oil droplets. These small droplets are subjected to turbulence and vertical circulation so that it can be entrained into subsurface. Sometimes, they tend to be submerged into sea bottom permanently. The diameter of oil droplets is a critical parameter to determine their behavioral characteristics under water surface. At the same time, the variations of droplet stability depends on the weathering of it. That is why the weathered oil has different mechanism from the unweathered one. The variability of physical properties of oil including viscosity and density contribute to interfere with effective separation of oil and emulsion droplets in water. Also, in the presence of interactions among the droplets, there are coalescing or coagulating effects on the dispersion process of droplets.

1. 서 론

산업의 발전과 더불어 화학연료 사용에 대한 요구가 급격히 증가되고 있으며, 이러한 화학연료 중 가장 보편적인 원유의 주요 수송수단으로서 해상운송이 이용되고 있다. 최근 선박을 이용한 수송과정에서 예기치 못한 사고로 인하여 원유가 유출되어 해양을 오염시키는 경우가 빈번히 발생하고 있다.

해양에 유출된 기름의 변성 및 이류·확산과정은 유출된 기름의 성질, 해역의 유동특성뿐만 아니라 여러 환경적 요인에 의존하며, 상호 복잡하게 관련된 기름의 물리적·화학적 과정에 의해 지배된다(Mackay and McAuliffe, 1988). 특히 해상에 유출된 기름은 초기에 증력적 퍼짐(spreading)에 의해 유막의 두께가 얇아지게 되어 해수면에 존재하는 파랑(특히 쇄파)이나 해수 상층부의 난류에 의해 파괴되어 작은 유적(droplet)을 형성하게 된다(Bouwmeester and Wallace, 1986; Fingas et al., 1993). 설 등(1998)은 파랑과 속도전단에 의한 유출유의 분산실험의 결과로부터 혼합시간이 증가함에 따라 수면에 형성된 유막은 수십 마이크로미터에서 수백 마이크로미터의 입경을 가진 유적으로 분산되는 것을 나타내었다. 뿐만 아니라 풍화된 기름의 경우에는 분산된 유적의 안정성과 관련하여 풍화되지 않은 기름과는 매우 다른 분산특성을 보이는 것으로 나타났다. 그리고 시간경과에 따른 입경분포에 있어서도 풍화되지 않은 기름의 경우보다 안정적인 분산정도를 보였다. 이러한 차이는 기름입자의 풍화에 따른 안정성의 변화와 유화(emulsification)의 효과에 기인하는 것으로 사료된다. 또한 혼합과정에서 입자들 간의 상호작용으로 인해 입자들끼리 충돌하여 응집되는 효과

도 작용하는 것이다. 작은 유적으로 분해된 유출유는 수면하로 분산되어 해수와의 상호작용에 의하여 에멀전을 형성하기도 하고 수면하에 존재하는 순환류 혹은 입자 상호간의 충돌로 인하여 재부상하기도 한다(Kolluru et al., 1994). 이러한 수면하에서의 유적의 거동과 재부상은 현장에서 방제작업시 유류의 이동경로를 추적하고 제거하는 작업을 매우 어렵게 만들 뿐만 아니라 유화된 기름막의 재형성에 의한 2차 오염의 피해도 초래하게 된다.

따라서 본 연구에서는 유적형성 이후의 재응집과 부상과정, 그리고 유적의 입경에 따른 수면하에서의 거동특성에 대하여 수치모델화 하였으며, 특히 연직순환류에 의한 유적 거동의 특성과 분산된 기름이 수면하에서 다시 응집되어 재부상하는 과정에 대하여 충돌알고리즘(collision algorithm)을 이용하여 모델화하여 그 특성을 파악하고자 하였다.

2. 유출유의 변성 및 분산

2.1 유출유의 변성특성

해양에 유출된 기름은 시간경과와 더불어 물리적 혹은 화학적으로 성질이 변하게 된다. 이것은 증발, 기름내 물의 함유로 인한 에멀전(water-in-oil emulsion; w/o emulsion)의 형성 그리고 수주내 기름의 분산에 의한 것이다(Lewis et al., 1995; Walker et al., 1993). 이러한 기름의 물리적 성질은 초기방제작업시 작업방법의 선정에 있어서 매우 중요하다. 특히, 유출된 기름의 밀도 및 점성 등은 유출유가 어떻게 환경에 반응하는지를 결정하는 요인으로 작용한다.

Fig. 1은 이러한 기름 자체의 물리적 변성 혹은 여러 환경적 요인과의 복합작용에 기인하는 유적의 에멀전 형성, 분산 및 응집과정을 나타낸 것이다. 특히 기름내의 레진(resine), 아스팔트(asphalt) 그리고 왁스(wax)와 같은 성분들은 안정적인 에멀전의 형성에 기여한다(Bobra, 1992; Lewis et al., 1995). 더우기 해상에서 니켈포르피린(Nickel porphyrin)은 안정적인 에멀전을 형성하는 데 기여하는 성분으로 알려져 있다(Lee, 1995). 기름이 풍화됨에 따라 해상에서의 w/o 에멀전의 안정성은 증가하게 되며, 기름내 수립자의 응집으로 함수량이 증가하게 된다. 반면에 유적으로 분산된 기름은 불안정한 상태에서는 유적들의 응집으로 인해 수면하로 분산되었던 기름 입자들이 응집되어 재부상하거나 혹은 작은 입자로 남아 저면으로 침전되거나 미생물에 의해 처리되어지기도 한다. 그러므로 유출유의 시간에 따른 변성과정은 기름 입자의 분산과 응집과정에서 매우 중요하다고 할 수 있다. 따라서 이러한 해상 유출유의 물리적 성질의 변성과정에 대하여 기름 입자의 분산과 응집과정에 영향을 미치는 밀도, 점성 그리고 함수량 등의 제반 수리량을 기초로 하여 파악하였다.

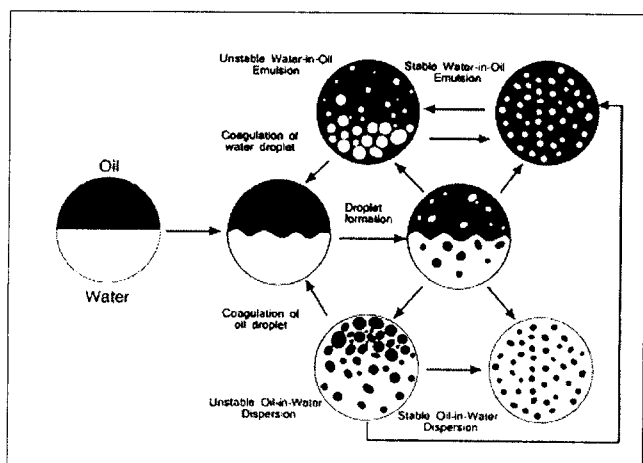


Fig. 1 A schematic diagram for the formation of stable and unstable emulsion and dispersion of spilled oil at sea

2.1.1 밀도(density)

기름 밀도의 변화는 해상에 유출되어 유적으로 분산된 후, 수면하로 침전 또는 해상으로의 재부상의 여부를 결정하는 인자가 된다. 즉, 밀도가 높은 기름은 부유입자와 결합하고 해수중으로 혼입되어 침전될 정도로 차츰 무거워지게 된다. 그리고 풍화에 의해 밀도가 작아지면 기름이 부상하게 되어 해상에 존재하는 바람 혹은 흐름에 의하여 쉽게 다른 장소로 이송되게 된다. 이러한 밀도 변화의 주원인은 해상에 유출된 기름이 주위 대기와의 작용으로 휘발성 성분을 소실하게 되고 해수에 혼입되어 w/o 에멀전을 형성하게 되는 것에 기인하기 때문이다. 경시에 따른 기름과 에멀전 밀도의 증가는 유출된 기름과 해수와의 부력차를 감소시키며, 해수의 밀도에 가까워지게 된다.

한편, 유출유의 밀도 변화는 부유입자가 많이 산재하면 더욱

가속되어질 수 있으며, 해수의 밀도에 상당하는 기름 입자는 침강하게 된다(Cormack, 1983).

2.1.2 점성(viscosity)

기름 점성의 변화는 유막의 퍼지는 정도, 수면하로의 혼입 등에 영향을 미친다. 일반적으로 기름의 휘발성 성분이 소실되면 점성은 증가하는 것으로 알려져 있다. 그러나 시간에 따른 점성 증가의 중요성은 해수가 유출유내에서 작은 입자를 형성하는 w/o 에멀전을 형성한다는 것이다. 점성의 증가는 기름의 성분, 해상의 상태 그리고 수온의 변화에 의존하고 있으며, 에멀전 층의 해수내로의 입자상의 분산이 발생하더라도 유화되지 않은 초기상태의 경우보다는 점성이 작다고 볼 수 있다. 왜냐하면 유화로 인해 기름의 점성과 그 역학적 점착성이 증가하기 때문이다. 한편, Cormack(1983)은 2,000 cP이하에서는 기름의 분산이 비교적 잘 일어나지만 10,000 cP이상에서는 거의 분산이 발생되지 않는다고 발표하였으며, 이것으로부터 기름 점성의 변화는 분산메커니즘과 매우 밀접한 관계가 있음을 알 수 있다.

Table 1은 온도 변화에 따른 선택된 원유와 해수의 밀도 및 점성의 변화를 나타내며, 밀도와 점성이 어떻게 변화하는가를 보여준다. 대부분의 순수 원유와 정제된 제품들은 0.8~0.98 g/cm³의 밀도로서 15℃에서 약 5~25,000 cSt의 점성을 가지는 것으로 나타났다. 뿐만 아니라 온도의 상승은 물과 기름의 점성을 낮추는 효과를 가져온다는 것을 알 수 있다.

Table 1 Approximate values of changes in density g/cm³ and kinematic viscosity cSt of a selected fuel oil and seawater as a function of temperature

Temperature (°C)	Water		Fuel oil		Ratio (oil/water)	
	density	kinematic viscosity	density	kinematic viscosity	density	kinematic viscosity
10	1.024	1.31	0.880	5,000	0.867	3,816.8
30	1.020	0.81	0.870	900	0.858	1,111.1
50	1.012	0.57	0.855	200	0.845	350.9

2.1.3 함수량(water content)

원유 에멀전은 함수율이 60~80%에 이르며, 벙커유와 같이 정제된 유제품들은 50~60%의 범위의 함수율을 가진다. w/o 에멀전의 함수율은 시간에 따라 급격히 증가하고 그 비율은 풍속의 함수로서 해상상태에 크게 의존한다. 기름내의 해수는 매우 넓은 범위에 걸친 입자로서 존재하며 큰 입자들은 빠르게 침전이 이루어지지만 작은 입자들은 기름내에 유지하게 된다. 평균입자크기는 다수의 작은 해수 입자가 큰 입자를 대체함으로써 감소하고 함수율은 상대적으로 최대치에 가까운 상태로 유지된다(Bobra, 1992; Lewis et al., 1995). 에멀전 내에서의 수립자는 시간에 따라 약 10~40 μm로 평균입자크기가 감소하게 되며, 증가된 함수율은 에멀전의 밀도와 침전시간을 증가시킬 것이다.

2.2 유출유의 분산과정

해상에 형성된 기름막의 분산과정은 Fig. 2와 같이 크기에 따라 두 종류의 유적으로 분해된다. 입경이 큰 유적은 빠른 부상속도를 가지므로 해면상의 유막에 다시 응집되고, 어떤 특정 크기 이하의 유적은 미소한 부상속도를 가지므로 연직적 혹은 수평적으로 확산될 수 있다(Mackay *et al.*, 1980). 여기서, $10^2 \sim 10^3 \mu\text{m}$ 정도의 입경을 가지는 유적은 큰 입경으로 분류되고, $10^2 \mu\text{m}$ 이하의 유적은 작은 입경으로 분류된다(Fleischer, 1984). 또한 해수면에 형성된 유막의 분산은 해상에 존재하는 쇄파나 전단류에 의한 난류에너지의 영향이 지배적이라고 할 수 있다(Table 2).

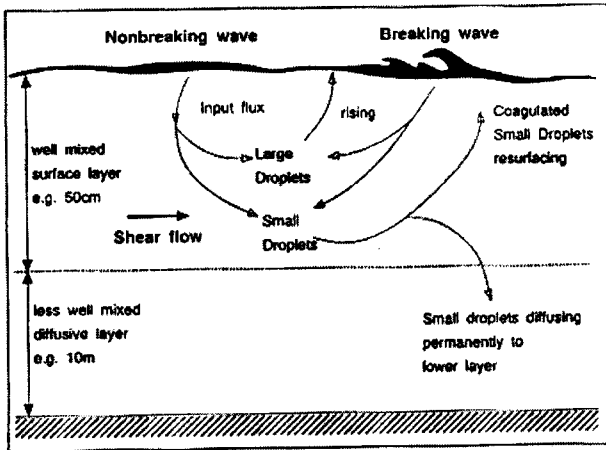


Fig. 2 A schematic diagram of dispersion process (after Mackay *et al.*, 1980)

Table 2 Various turbulence sources and their turbulence energy

Turbulence sources	Turbulence energy ($\text{J m}^{-3}\text{s}$)
deep-sea	$10^{-4} \sim 10^{-2}$
estuary	$10^{-1} \sim 1$
surface layer	$1 \sim 10$
breaking wave	$10^3 \sim 10^4$

표면유의 분산이란 점성을 갖는 유막이 작은 입자로 분해되어 수주내로 유적(oil droplet or oil parcel)의 상태로 분산되고 퍼져나가는 현상으로 정의된다. 해수내에서의 유적의 크기, 부력, 그리고 난류는 분산의 안정성과 관련하여 매우 중요한 인자들이다. 유적이 불안정한 기름입자는 다른 입자들과 응집하여 해수면으로 재부상하게 된다. 이러한 유적은 비록 유막으로부터 생성되기는 하였으나 유막과는 서로 다른 풍화과정을 겪게 된다. 즉 분산된 기름은 유막에 비해 해수 등 여러 환경

적 요인에 기인한 응집, 재부상, 침전 및 미생물에 의한 분해 과정을 거치게 된다.

여기서 유적의 입자크기분포는 기름의 변성과정에 있어서 매우 중요한 인자가 될 수 있다. 첫째로 분산의 안정성은 유적의 입경크기분포에 의존한다. 즉 Raj(1977)가 제안한 것처럼 수면하로 분산된 기름 입자는 입경에 따라 다음과 같은 부상속도로 해수면으로 재부상하게 된다.

$$w_b = \frac{g}{18} \nu_w d^2 (1-s) \quad (Re < 50)$$

$$= \left[\frac{8g}{3} d(1-s) \right]^{1/2} \quad (Re > 50) \quad (1)$$

여기서 g 는 중력가속도, ν_w 는 물의 동점성계수, d 는 기름 입자의 직경, s 는 기름과 물의 밀도비이다. 기름의 일반적인 밀도비에 대해 입자의 부상속도와 직경의 관계는 Fig. 3에 나타내었다(Farmer and Li, 1994). 그림에서 볼 수 있듯이 수 mm 이상의 유적은 수 cm/s 정도의 부상속도를 가지게 되며, 수 μm 에서 수백 μm 사이의 유적은 $10^{-5} \sim 10^{-1} \text{cm/s}$ 정도의 부상속도를 나타내고 있다. 그리고 풍화된 기름은 밀도가 증가함에 따라 유적의 부상속도가 감소하게 되는 것을 나타내고 있다.

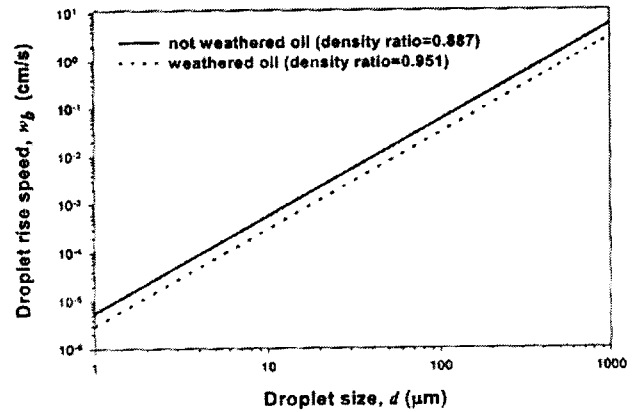


Fig. 3 Oil droplet rise speed vs droplet size for freshly spilled oil and weathered Arabian heavy oil (Farmer and Li, 1994)

3. 유출유의 분산모델링

3.1 연직순환류에 의한 유적의 거동

일반적으로 해면상에 풍속 3 m/s 이상의 바람이 불면, 부는 방향의 연직 수면하에서는 Fig. 4와 같은 구조를 가진 연직순환류가 발생한다. 이러한 순환류를 'Langmuir circulation'이라 하며, 그림에서 보는 바와 같이 해면상에 수렴 및 발산열이 병렬형태로 생성된다. 여기서 수렴열에서는 해면상의 부유물질이 집적하게 되며, 수렴과 발산이 이루어지는 cell 구조를 'Langmuir cell'이라 한다.

Langmuir 순환은 (y, z) 공간에서 다음과 같은 흐름함수의 대수적 표현으로 나타내어진다.

$$\psi = -\frac{w}{k\pi} \sin(k\pi y) \sin(l\pi z) \quad (2)$$

여기서 w 는 최대침강속도, $1/k$ 과 $1/l$ 은 Langmuir cell의 너비와 깊이를 나타낸다(Fig. 5). 그러나 실제로 Langmuir cell은 부상속도보다 침강속도가 훨씬 큰 비대칭형 cell이라는 것이 실험을 통해 밝혀진 바 있다(Weller and Price, 1988). 한편, Langmuir cell의 일차적 표현은 기름분산을 추정하는 데 유용하며 비교적 직접적인 모델을 제공한다.

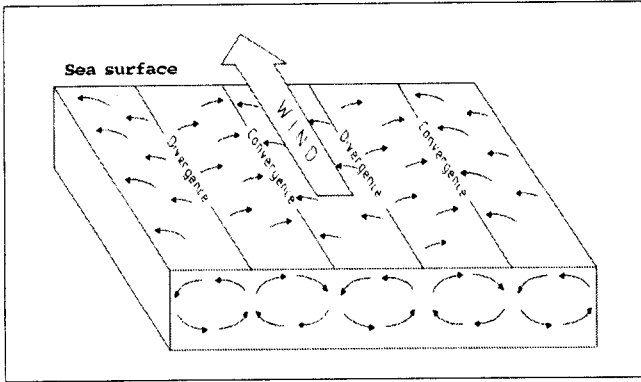


Fig. 4 A schematic diagram of Langmuir circulation

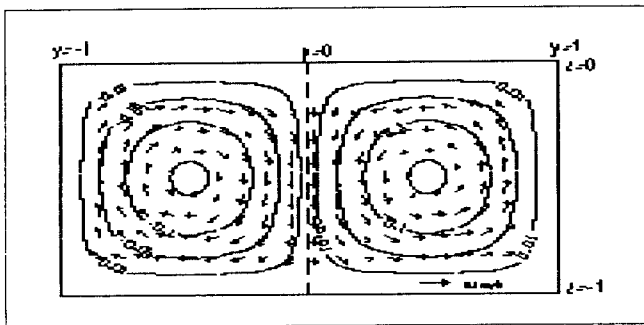


Fig. 5 An illustration of the streamlines of Langmuir cells

입자의 부상속도 w_b 를 더하면 즉, Langmuir 순환에 의한 변동성분과 난류에 의한 변동성분(Thorpe, 1984)을 더하면 단위시간에 입자의 이동은

$$\Delta y = -\frac{wl}{k} \sin(k\pi y) \cos(l\pi z) \Delta t + 2\sqrt{(K_v t)} \sin \delta$$

$$\Delta z = [w \cos(l\pi y) \sin(l\pi z) + w_b] \Delta t + 2\sqrt{(K_v t)} \cos \delta$$

으로 표현되며, 길이 $1/l$ 과 속도 w 에 대해 무차원화하면

$$\Delta y = -\frac{1}{R_3} \sin(R_3 \pi y) \cos(\pi z) \Delta t + 2\sqrt{(R_1 R_2 t)} \sin \delta \quad (3)$$

$$\Delta z = [\cos(R_3 \pi y) \sin \pi z + R_2] \Delta t + 2\sqrt{(R_1 R_2 t)} \cos \delta \quad (4)$$

를 얻게 된다. 여기서 δ 는 각 시간스텝 Δt 에서 주어지는 임의의 방향이며, K_v 는 연직방향의 와확산계수이다. 또한 세 무차

원 파라미터들이 이들 방정식에 나타난다. $R_1 = K_v l/w_b$ 는 cell 깊이에서 정상상태 확산의 e-folding 깊이의 비이다. Langmuir 순환이 없는 경우에 정상상태 난류확산에서의 연직농도분포는 $N \propto \exp\left(w_b \frac{z}{K_v}\right)$ 이다. 한편, $R_2 = w_b/w$ 는 최대침강속도에 대한 입자부상속도의 비이고 $R_3 = k/l$ 은 cell의 형상비를 나타낸다. 기름입자가 강체 구처럼 거동하는 것으로 가정하면, 유적은 식 (1)과 같은 부상속도를 가지게 된다. Langmuir 순환의 최대침강속도에 대한 실험을 통해 부상속도 w_b 는 0.05와 0.3 m/sec 사이에 있음을 알 수 있다(Leibovich and Lumley, 1982). 그러므로 최대침강속도 w 에 대한 입자의 부상속도비 R_2 는 10^6 과 1사이 에 있다.

입경이 큰 유적에 대해서는 즉, 입자의 부상속도 w_b 가 증가하므로 R_2 는 1보다 큰 값을 가지게 된다. 이러한 경우에는 다음과 같은 수정된 흐름함수가 도입된다(Stommel, 1949).

$$\psi_1 = \psi - w_b y \quad (5)$$

수정된 흐름함수를 이용한 유선을 도시하면 Fig. 6과 같다. 그림에서 Stommel retention zone이라는 영역이 발생하며, 이러한 cell 내의 임의의 위치에 도입된 입자는 이 영역에 구속되어진다.

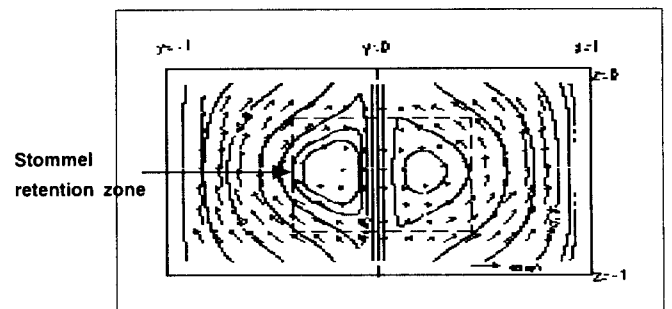


Fig. 6 The Stommel retention zone of oil droplets

해수면에서 와확산의 측정은 어렵지만 Thorpe(1984)는 수면 거품영역에 대해 $K_v = 0.018 \text{m}^2/\text{sec}$ 를 제안하였으며, 이것은 일반적으로 해양의 상부경계층에서 와동점성에 대해 적당한 것으로 간주되는 값들과 유사하다. K_v 를 추정하는 데 있어서의 측정 정도를 고려하여 본 수치실험에서는 $R_1 = O(10^{-3}) \sim O(10)$ 의 넓은 범위에 걸쳐 검토하였다.

3.2 충돌알고리즘(collision algorithm)을 이용한 유적의 응집

해수중에 부유하는 입자간의 상호관련성에 관한 논의로서 Smoluchowski(1917)는 응집에 의한 입자크기 분포의 시간에 따른 변화율을 표현하였다. 즉, Brown 운동과 속도전단에 대한 충돌 빈도함수(collision frequency function)를 도입하였다. 그 후에 Fliedlander(1977)와 Lawler(1979)는 충돌빈도함수의 여러 형태들

Table 3 Collision functions and characteristic dimensional parameters for various particle collision mechanism

Transport mechanism	Collision frequency function β	Source	Dimensional parameter
Brownian motion	$\beta_B = \frac{2xT_a}{3\mu} \left(\frac{1}{d_i} + \frac{1}{d_j} \right) (d_i + d_j)$	Smoluchoski(1917)	$K_B = \frac{xT_a}{\mu}$
Laminar shear	$\beta_{sh} = \frac{1}{6} G(d_i + d_j)^3$	Smoluchoski(1917)	G
Isotropic turbulent shear	$\beta_{ts} = \frac{\bar{G}}{6} (d_i + d_j)^3$	Saffman and Turner (1956)	$\bar{G} = \left(\frac{\epsilon}{\nu} \right)^{\frac{1}{2}}$
Differential rising	$\beta_{dr} = \frac{\pi g(1-s)}{72\nu} (d_i + d_j)^3 d_i - d_j $	Raj(1977)	$K_{dr} = \frac{g(1-s)}{\nu}$

을 결합하여 새로운 입자-접촉 메커니즘의 조합을 제시하였다.

본 연구에서는 수면하로 분산된 유적의 충돌과 응집과정의 묘사를 위해 Pearson *et al.*(1984)가 제안한 Monte Carlo method를 이용한 충돌알고리즘을 이용하여 수면하에서 이루어지는 유적 입자들간의 충돌과 그 충돌로 인한 입경크기의 변화에 대해서 파악하였다.

3.2.1 유적의 응집메커니즘

본 연구에서는 이러한 유적의 입경분포의 중요성과 관련하여 연속적인 입자크기분포의 메커니즘을 기술함에 있어서 Smoluchoski(1917)가 제시한 식을 이용하였다. 그는 응집을 두 개 입자의 충돌(binary collision)로 인하여 크기 k 의 입자가 생성되는 것을 가정하여 다음과 같이 입의 크기의 입자의 개수농도로 표현하였다.

$$\frac{dN_k}{dt} = \frac{1}{2} a \sum_{i=1}^k \sum_{j=1}^i \beta(d_i, d_j) N_i N_j - a N_k \sum_{i=1}^k \beta(d_i, d_j) N_i \quad (6)$$

여기서 N_i , N_j 와 N_k 는 크기 i , j , k 의 입자의 개수농도(number concentration), t 는 시간, a 는 충돌효율(collision efficiency), 즉 유효한 충돌회수/전 충돌의 회수, $\beta(d_i, d_j)$ 는 유효반경 d_i 와 d_j 를 가진 입자들간의 충돌빈도함수(collision frequency function)이다. 여기서 충돌빈도함수는 입자간 충돌의 세 메커니즘을 나타내는 함수로 Brown 운동에 의한 충돌(β_B), 속도전단에 의한 충돌(β_{sh}), 그리고 기름과 같이 물보다 비중이 낮은 물질의 경우에는 부상시에 입자간의 충돌에 의한 응집메커니즘(β_{dr})을 나타낸다. 이들 메커니즘은 독립적이며 다음과 같이 조합되어진다.

$$\beta(d_i, d_j) = \beta_B(d_i, d_j) + \beta_{sh}(d_i, d_j) + \beta_{dr}(d_i, d_j) \quad (7)$$

이들 각 메커니즘에 대한 식과 그들이 포함하는 차원적 파라미터를 Table 3에 정리하였다.

3.2.2 충돌알고리즘을 이용한 유적 응집의 수치실험

본 수치실험에서의 입자운동은 변 L 과 체적 V 를 가진 검사체적(control volume) 내에서 이루어진다. 시뮬레이션은 구형 입자의 변수 N (일반적으로 $50 < N < 600$)의 크기와 위치를 추적함으로써 수행되어진다. 두 입자가 충돌할 때마다 그들은 더

큰 입자를 형성하며 입자체적을 유지하면서 응집되며 N 에서 1이 감소된다.

이 체적내의 입자군은 단위체적 v_0 를 가진 입자와 단위체적의 합 $v_i = i v_0$ 로 이루어지며, 첨자 i 는 i 개의 기본입자로 이루어지는 i 배 입자의 성질을 나타낸다. 수치모델에서 모든 길이와 시간은 단위입자의 체적과 시간스텝 Δt 로 무차원화 되어진다.

본 시뮬레이션에서는 본질적으로 주기적 경계조건(periodic boundary condition)을 도입한다. 시간스텝 끝에 검사체적을 벗어난 입자는 다음 시간스텝에서 반대편으로부터 들어온 입자로 대체되며, 이러한 형태의 경계조건은 일반적으로 Monte Carlo 시뮬레이션에서 도입되는 것이다(Alder and Wainwright, 1959).

그리고, 검사체적 내에 과도하게 입자가 많이 존재하거나 혹은 어떠한 입자도 남아 있지 않아 시뮬레이션이 정지하는 것을 피하기 위해 총입자수는 각 시간스텝에서 다음과 같이 보정되어진다.

$$N_{i+1} = N_i - N_{col} + N_c \quad (8)$$

여기서 N_{col} 은 시간스텝동안 일어나는 충돌의 횟수이며, N_c 는 부가되어지는 기본 입자의 수이다. 위 조건을 만족시키기 위해 두 입자들은 임의적으로 제거되어지고 또는 존재하는 입자들로부터 임의적으로 선택된 체적을 가진 입자는 임의 위치에 부가되어진다.

각 시간스텝의 끝에서 입자크기분포가 계산되어지며, 시간스텝에 대해 설정된 수 k 이후에, 시간 $t = k\Delta t$ 에 걸쳐 평균된 입자크기분포가 모든 입자의 크기와 위치에 따라 확률로 저장 되도록 하였다.

각 시간스텝에서 입자의 이동 $Y(i) = (Y_1(i), Y_2(i), Y_3(i))$ 를 생성하고 시간스텝 사이에 그들의 위치를 채산하는 특정 방법은 각 시간스텝에서 일정속도로 직선경로를 따라 이동하는 것으로 간주한다. 입자충돌을 추적하기 위한 알고리즘은 아래와 같이 기술된다.

1) Brownian 운동

분자의 접촉은 부유한 입자가 외부 유체에 상대적으로 임의

의 움직임을 갖는다는 것이다. Nowakowski and Sitarski(1981)의 연구와는 달리 본 연구에서는 입자들이 유체내에서 자유로운 경로를 움직이는 분자보다 더 큰 입자이며 Brown 운동의 연속 조건을 따른다. i 번째 입자의 임의방향에서의 r.m.s.변동 성분 Δx_i 는

$$\Delta x_i = (2D_i \Delta t)^{\frac{1}{2}} \quad (9)$$

로 주어지고, 여기서 D_i 는 $D_i = K_B/6\pi r_i$ 로 정의되는 입자의 확산계수를 나타낸다. D_i 는 다음에 의해 기초적 입자의 확산 계수 D_0 의 항으로 얻어질 수 있다.

$$D_i = D_0 i^{-\frac{1}{3}} \quad (10)$$

입자의 충돌은 각 시간스텝동안 직선궤적상에서 시뮬레이션 된다. 그러므로 Brown 운동에 의한 응집의 근사화로서 이러한 타당성에 대한 문제가 제기된다. r.m.s.변동은 정확하게 선택되었지만 실제로 Brown 운동을 겪게 되는 질량 m 의 한 입자는 r.m.s.속도 $(kT/m)^{1/2}$ 로 왜곡된 곡선을 따라 이동하게 된다. 초기에 이것은 시뮬레이션이 충돌율을 과소평가하는 것으로 예측된다. 그러나, 유한 random walk과정으로 Brown 운동을 모델링하는 것은 기본적인 충돌과정에 비효율성을 가져 오지만 그것은 임의 쌍의 입자들이 시간스텝초기에 서로 가까이 있을 확율을 높임으로써 보상될 수 있다.

2) 속도전단

본 논문에서는 임의 수면하 체적에 균일한 속도전단이 존재할 경우 즉, 층류전단에 의한 경우만을 고려하기로 한다. 속도경사에 의한 응집효과는 점사체적에 균일한 전단운동, 전단을 G 를 부과함으로써 계산되어질 수 있다. 즉,

$$u_1 = Gx_3 \quad (11)$$

입자들은 유체와 함께 움직이는 것으로 가정하고 임의 시간스텝에서 이동은

$$Y(i) = (Y_1(i), 0, 0), \quad Y_1(i) = GP_3(i) \Delta t \quad (12)$$

로 주어진다. 앞 절에서 언급했던 것처럼 본 연구에서는 입자들간의 수력학적인 인력은 무시한다. 낮은 Reynolds 수의 흐름에 있어서 입자 상호작용에서 큰 입자는 수력학적 인력도 크며 충돌역학에서 상세한 분석이 필요하다(Pearson *et al.*, 1984).

4. 결과 및 고찰

4.1 연직순환류에 의한 유적의 거동 특성

쇄파에 의한 경우를 포함하여 난류의 운동은 유막을 더 작은 기름입자로 분해할 수 있으며, 이들 입자들은 유적의 형태로 수주내로 분산될 수 있다(Fingas *et al.*, 1993). 이러한 분산 현상을 나타내기 위해서는 각 시간스텝에서 해수표면에 $-1 < y < 1$ 의 범위 내에서 불규칙한 위치로 상층경계에 기름입자를 도입할 필요가 있다. $z > 0$ 에 이른 입자들은 $z = 0$ 의 위치로 재위치하게 하고, 반면에 $z < -1$ 에 속하는 기름입자들은 저층경계

$z = -1$ 로 재위치하게 한다. 여기서 상층 그리고 저층경계로부터의 반사는 고려하지 않는다. 왜냐하면 둘 다 강체가 아니기 때문이다. $y = -1, +1$ 에서 연직경계를 통과하는 것들은 반대경계로 재도입된다.

본 연구에서 사용된 수치실험조건은 Table 4와 같다. 여기서 유적의 분류는 2.2에서 나타난 바와 같이 작은 입경을 $35 \mu m$ 로 하고 큰 입경을 $1mm$ 로 하여 계산하였다(Fleischer, 1984). 입경에 따른 입자부상속도는 식 (1)을 이용하여 산정하였다.

Table 4 Experimental conditions for oil dispersion by Langmuir circulation

Items	Droplet	
	Small Droplet	Large Droplet
Diameter of oil droplet	35 μm	1 mm
Buoyant rise speed	5×10^{-5} m/sec	0.0375 m/sec
Maximum downwelling velocity	0.05 m/sec	
Dimension of cells	10 m \times 10 m	
Eddy diffusivity	0.005 m^2/sec	0.0188 m^2/sec

수심에서 수백 μm 를 가진 작은 입경의 기름입자에 대한 Langmuir cell 내에서의 분산 계산결과는 Fig. 7과 같다. 이때 입자의 부상속도 w_b 는 최대침강속도 w 와 비교할 때 무시하여도 될 것으로 생각된다. 기름입자의 분산은 두 가지 형태로 나타난다. 첫 번째로 기름입자는 Langmuir cell의 최외곽 유선을 따라 이동하며, 이들은 유선을 가로질러 확산된다. 해수면에 불규칙하게 도입된 기름입자는 Langmuir 수렴영역에서 모여지게 되지만 수면에서 Langmuir cell의 침강속도는 0이기 때문에 난류분산이 없는 경우에는 cell의 중심부로 분산되지 않는다. 즉, 수주내의 기름층은 난류확산이 강해질 때 더 두꺼워지고, 이 두께는 시간에 따라 증가하게 된다.

기름입자가 mm의 직경을 갖게 되면 최대침강속도에 상당하는 입자부상속도를 갖게 된다. 이러한 경우에 부력은 침강류에 반대로 작용하게 될 것이고, 부유하는 입자는 부상속도가 흐름의 침강속도와 같아지는 깊이까지 내려가므로 그 위치에 누적되게 된다. 이 개념은 처음에 Stommel(1949)에 의해 제안되었고 누적되는 영역을 Stommel retention zone (SRZ)라고 한다. 이러한 방법으로 Langmuir 순환이 지속되는 동안에는 기름입자는 계속 수면하에 누적되게 된다. 이러한 가능성에 대해서는 Leibovich and Lumley(1982)의 연구결과가 보고되어 있다.

본 연구에서 사용된 random-walk 모델은 간단한 접근방법으로서 Thorpe(1984)에 의해 거품의 분산 연구에 적용·제안되었다. 한번의 수치실험에서 500 시간스텝으로 600개의 기름입자의 움직임을 추적하였다. Fig. 8은 시간경과에 따라 기름입자의 대다수가 침강부분과 수면하 부분에 모여있는 것을 보여준다. Stommel의 모델에서는 난류확산이 무시되었고, SRZ는 수

면으로부터 다소 떨어진 폐합된 영역으로 나타났다. Stommel(1949)에 의해 보여진 것처럼 retention zone은 R_2 가 감소함에 따라 증가하게 된다. 물리적 관점에서 입경이 큰 기름 입자들은 더 큰 부상속도를 가짐으로써 빠른 속도로 표면의 유막과 재결합하여 다시 유막을 형성하게 될 것이다.

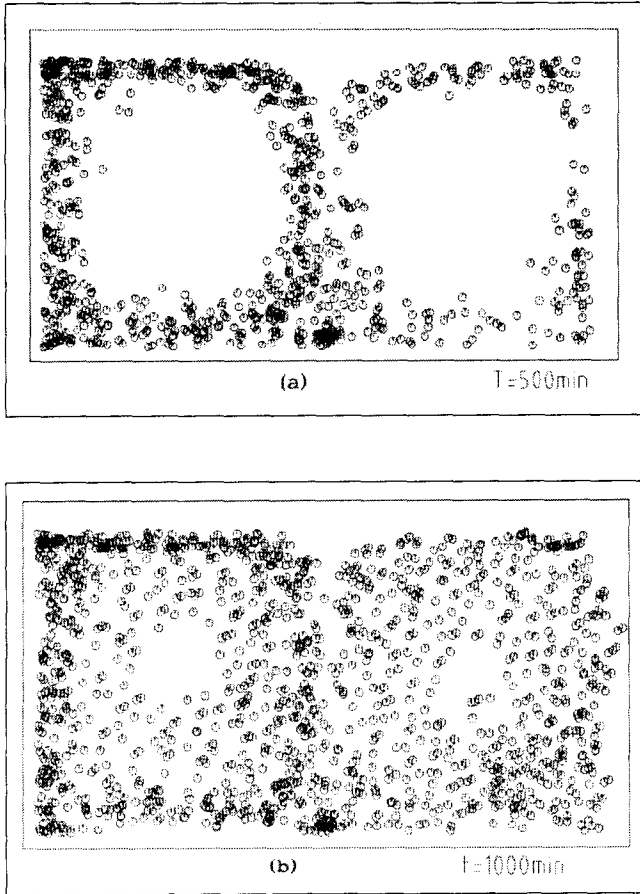


Fig. 7 Dispersion of small oil droplets in (a) 50 time steps and (b) 100 time steps

4.2 충돌알고리즘을 이용한 유적의 응집 특성

앞서 언급했던 바와 같이 부유하는 입자성 물질의 응집율은 이들 입자들 간에 발생하는 충돌율에 의해 결정된다. 여기서 임의의 입경 d_i 와 d_j 를 가진 유적의 응집과정을 정량적으로 평가하는 것이 Table 3에 제시된 충돌빈도함수(collision frequency function)이다. 제시된 이들 식들을 이용하여 유적의 특성과 해수환경의 변수들을 정의하여, 이것들로부터 기름 입자의 응집율을 대표하는 충돌빈도함수를 산정할 수 있다. 이때의 충돌빈도함수는 두 종류의 입자가 충돌하는 것으로 가정하였다. 즉, 주어진 임의의 입경 d_i 를 가진 유적이 1에서 $1,000 \mu\text{m}$ 의 범위에 있는 d_j 의 입경을 가진 유적과 충돌할 빈도

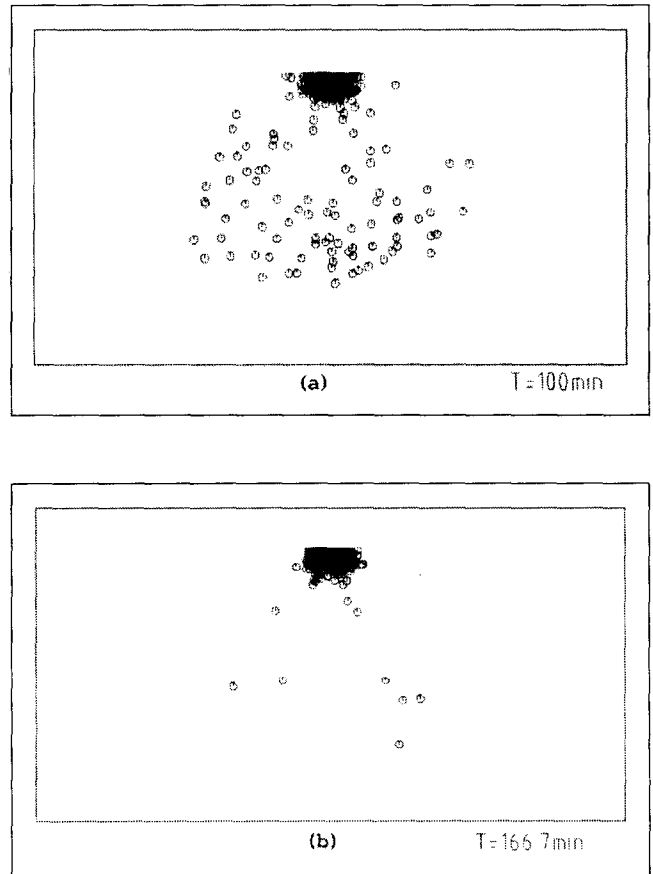


Fig. 8 Dispersion of large oil droplets in (a) 50 time steps and (b) 100 time steps

를 나타낸다. 주어진 각각의 변수들은 직접 실험에서 사용되는 변수들과 동일하게 산정하였다. 그 계산조건은 Table 5에 나타낸 바와 같다.

Table 5 Numerical experiment condition for simulation of collision frequency function ($1 \mu\text{m} \leq d_i \leq 1,000 \mu\text{m}$)

Oil droplet size	T ($^{\circ}\text{C}$)	G (sec^{-1})	ρ_o (g/cm^3)	ρ_w (g/cm^3)	ν_w (cSt)
for small droplet ($d_i=10 \mu\text{m}$)	10	10	0.880	1.024	1.31

이상의 조건으로부터 산정한 각각의 응집메커니즘에 의한 충돌빈도함수를 나타내면 Fig. 9와 같다. 그림에서 알 수 있듯이 Brown 운동에 의한 충돌빈도함수는 다른 메커니즘에 의한 경우에 비하여 상대적으로 역할이 약하다고 볼 수 있으며, 단지 입자크기가 매우 작을 경우에만 충돌의 지배적인 메커니즘이 될 수 있다. 그리고 본 수치실험에서는 약 $50 \mu\text{m}$ 를 기준으로 $50 \mu\text{m}$ 이하에서는 속도전단에 의한 입자간 충돌이 지배적이며, 그 이상의 입경에 대해서는 입자의 부상에 의한 충돌빈도

함수가 지배적인 메커니즘이 된다고 말할 수 있다. 특히 두 입자의 크기가 같을 경우에는 유적의 부상에 의한 충돌빈도함수의 값은 0이다.

충돌알고리즘을 이용한 유적의 응집시뮬레이션을 위해 임의의 계내에 단위체적 v_0 를 가진 입자들이 분산되어 있다고 가정한다. 분산되어 있는 입자들에 앞서 언급하였던 응집메커니즘을 적용하여 계산한 결과가 Fig. 10과 Fig. 11이다. 여기서 Fig. 10은 Brown 확산에 의한 입자의 응집경향을 나타낸다. 도표에서 x-축을 단위체적 v_0 로 나누어 무차원화하였고 y-축은 무차원화된 유적의 체적에 대한 개수분포이다. 이러한 결과로부터 계산시간이 증가할수록 입자간의 충돌이 증가하며, 그 입경분포도 증가하고 있음을 알 수 있다. Fig. 11은 같은 시간에서 Brown 확산운동 외에 속도전단을 적용하였을 경우의 입경 변화이다. 입자수를 Brown 운동에 의한 경우와 비교해 보면 전자의 경우보다 훨씬 적은 수를 나타내고 있다. 이것은 속도전단에 의한 입자의 충돌율이 Brown 운동에 의한 입자 충돌율보다 높은 것을 의미한다. 결과를 보면 속도전단의 증감에 따라 입경의 변화는 거의 보이지 않고 있다. 앞서 실험을 통해 밝혀졌듯이 속도전단이 강해지면 기름입자가 파괴될 가능성이 높아지기 때문에 계내의 입자의 수는 유지되는 것으로 사료된다.

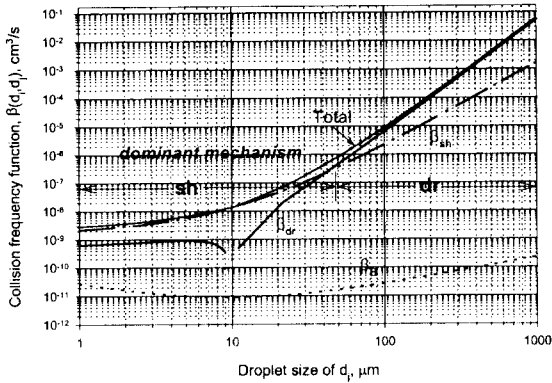


Fig. 9 Collision frequency functions for various collision algorithms (dr : differential rising, sh : shear)

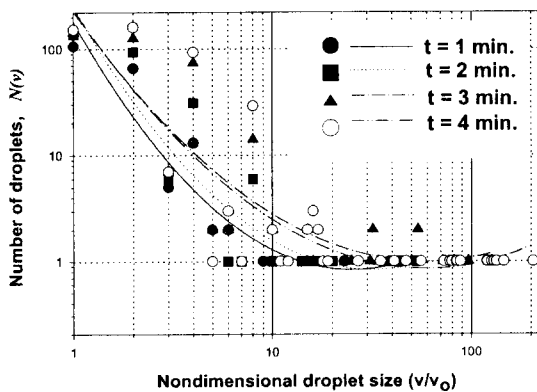


Fig. 10 Droplet size distribution undergoing Brownian-induced coagulation

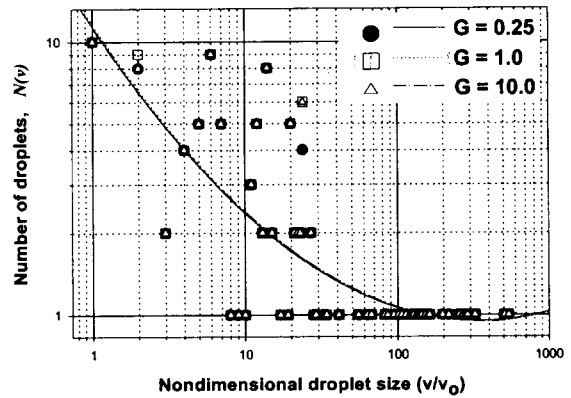


Fig. 11 Droplet size distribution by Brownian-induced and shear-induced coagulation

5. 요약 및 결론

본 연구는 해상에 유출된 기름의 분산 특성에 따른 분산된 입자의 재결합 및 수면하의 거동을 바람에 의한 연직순환류(Langmuir circulation)와 연관지은 응집메커니즘에 관한 수치모델을 구축하여 실험하였다. 이러한 일련의 연구로부터 도출된 주요 결론은 다음과 같다.

수면하로 분산된 유적에 작용하는 연직순환류와 입자간 충돌에 의한 응집에 따른 거동특성을 수치적으로 모델링하였다. 수치모델링의 결과로부터 입경이 작은 유적은 수면하로 균일하게 분산되지만 입경이 큰 유적들은 부상하여 유막을 재형성하는 것을 알 수 있었다.

이상의 연구 결과로부터 자연상태에서의 기름의 분산특성을 해석함에 있어서는 해상의 상태(전단류나 쇄파 등에 의한 난류 에너지)와 기름의 변성과정에 미치는 외부환경적 인자들을 파악해야 할 것으로 판단되며, 이러한 환경조건과 입자간 상호작용을 고려한 모델링이 필요하다고 하겠다. 그리고 유적의 분산과 재결합·재부상에 관한 모델을 현장의 해·조류 등 해수 유동, 파랑 및 기상조건 등 해상조건과 관련지을 수 있는 연구를 보완하여 설계목적의 상세모델 및 긴급방제용모델에 결합될 수 있도록 응용되어야 할 것이다.

참고 문헌

설동관, 류청로, 김종규(1998). "파랑과 속도전단에 의한 유출유의 분산 특성", 한국해양환경공학회지, 제1권 2호, pp 18~26.

Alder, B. J. and Wainwright, T. E.(1959). "Studies in molecular dynamics. I. General method", J. Chem. Phys., Vol. 31, pp 459~466.

Bobra, M.(1992). "A study of water-in-oil emulsification", Report EE-132, Environment Canada, Environment Protection Directorate, Ottawa, Canada.

Bouwmeester, R. J. B. and Wallace, R. B.(1986). "Dispersion of

- oil on a water surface due to wind and wave action", Michigan State University, East Lansing, Michigan, USA.
- Cornack, D.(1983). "Response to oil and chemical marine pollution", Applied Science Publishers.
- Farmer, D. and Li. M.(1994). "Oil dispersion by turbulence and coherent circulation", *Ocean Engr.*, Vol. 21, No. 6, pp 575~586.
- Fingas, M. F., Fieldhouse, B., Bobra, M. A. and Tennyson, E. M.(1993). "The physics and chemistry of emulsions", Proc. Workshop on Emulsions, Marine Spill Response Corp., Washington, DC, pp 1~11.
- Fleidlander, S. K.(1977). "Smoke, dust and haze", Jone Wiley & Sons, New York, N. Y.
- Fleischer, A.(1984). "Separation of oil waste waters the state-of-the-art", Paper presented at the Annual Technical Conference Canadian Institute of Marine Engineers, MARI-TECH 84, Ottawa, May 25, pp 11.
- Kolluru, V. S., Spaulding, M. L. and Anderson, E. L.(1994). "A three dimensional oil dispersion model using a particle based approach", 17th Arctic & Marine Oil Spill Program, Tech. Seminar, Environment Canada, Ottawa, Canada, pp 867~894.
- Lawler, D. F.(1979). "A particle approach to thickening", PhD dissertation, Dept. of Envir. Sci. and Engrg., Univ. of North Carolina at Chapel Hill, N. C.
- Lee, R.(1995). "Isolation and identification of compounds and mixtures which promote and stabilize water-in-oil emulsions", MSRC Technical Report Series 95-002, Marine Spill Response Corporation, Washington, DC, 62.
- Leibovich, S. and Lumley, J. L.(1982). "Interaction of turbulence and Langmuir cells in vertical transport of oil droplets", In First International Conference on Meteorology and Air/Sea Interaction of the Coast Zone, Tennekes, H., pp 271~276, American Meteorolo. Soc., Boston.
- Lewis, A., I. Singsaas, B., Johannesen, O., Jensen, H., Lorenzo, T. and A. B. Nordvik(1995). "Key factors that control the efficiency of oil spill mechanical recovery methods", MSRC Technical Report Series 95-083, Marine Spill Response Corporation, Washington, DC.
- Mackay, D. and McAuliffe, C. D.(1988). "Fate of hydrocarbons discharged at sea", *Oil and Chemical Pollution*, Vol. 5, pp 1~20.
- Mackay, D., Paterson, S. and Trudel, K.(1980). "A mathematical model of oil spill behavior", Economic and Technical Review Report, Environmental Protection Service, Canada.
- Nowakowski, R. and Sitariski, M.(1981). "Brownian coagulation of aerosol particles by Monte Carlo simulation", *J. Coll. Interface Sci.*, Vol. 83, pp 614~622.
- Pearson, H. J., Valioulis, I. A. and List, E. J.(1984). "Monte Carlo simulation of coagulation in discrete particle-size distributions. Part 1. Brownian motion and fluid shearing", *J. Fluid Mech.*, Vol. 143, pp 367~385.
- Raj, P. P. K.(1977). "Theoretical study to determine the sea state limit for the survival of oil slicks on the ocean", Report DOT-CG-D-90-77, prepared for the US Coast Guard, Washington, DC, USA.
- Saffman, P. G. and Turner, J. S.(1956). "On the collision of drops in turbulent clouds", *J. Fluid Mech.*, Vol. 1, pp 16~30.
- Smoluchoski, M.(1917). "Versuch einer mathematischen Theorie der Koagulations-kinetic kolloider Løsungen", *Z. Phys. Chem.*, Vol. 17, pp 557~585.
- Stommel, H.(1949). "Trajectories of small bodies sinking slowly through convective cells", *J. Mar. Res.*, Vol. 8, pp 24~29.
- Thorpe, S. A.(1984). "The effect of Langmuir circulation on the distribution of submerged bubbles caused by breaking wind waves", *J. Fluid Mech.*, Vol. 142, pp 151~170.
- Walker, A. H., Ducey, D. L., Gould, J. R. and Nordvik, A. B.(1993). "Formation and breaking of water-in-oil emulsions", In Workshop Proceedings, MSRC Technical Report Series 94-018, Marine Spill Response Corporation, Washington, DC.
- Weller, R. A. and Price, J. F.(1988). "Langmuir circulation within the oceanic mixed layer", *Deep-Sea Res.*, Vol. 35, pp 711~747.

1999년 12월 30일 원고 접수

2000년 4월 27일 수정본 채택