

## CAPITOLO 4

### FORZE DI INERZIA, DI DRAG E DI LIFT SU OGGETTI TOZZI “PICCOLI”, INDOTTE DA FLUSSI STAZIONARI E NON STAZIONARI

#### 4-1 - INTRODUZIONE

L'obiettivo di questo capitolo è quello di mettere in luce alcuni aspetti delle forze idrodinamiche che si vengono a generare su corpi tozzi, tipicamente un cerchio nel caso 2D, per effetto di flussi sia stazionari che non stazionari. Il far riferimento esclusivamente ad oggetti tozzi è dovuto al fatto che molti elementi delle strutture offshore e dei dispositivi utilizzati per l'estrazione degli idrocarburi hanno per l'appunto geometrie tozze. Per tali geometrie la separazione del flusso è elemento dominante nella generazione delle forze idrodinamiche a causa del mancato recupero di pressione. Inoltre le forze che si instaurano possono essere variabili nel tempo anche in presenza di flusso incidente non dipendente dal tempo e l'intensità di queste forze può essere tale da provocare grossi danni o rotture.

#### 4.2 II CASO PIANO DEL CERCHIO INVESTITO DA CORRENTE STAZIONARIA

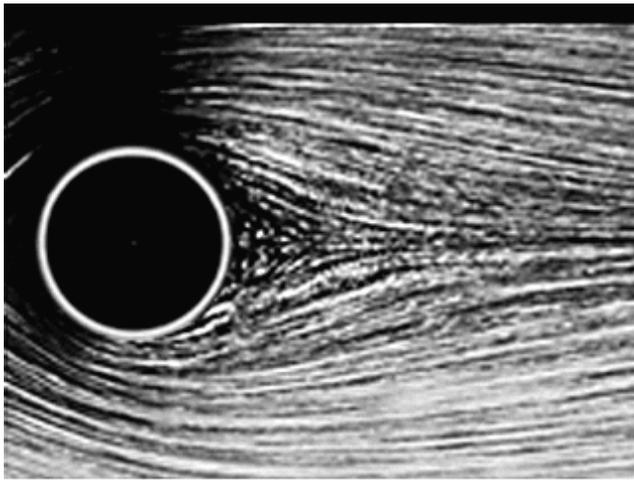
Iniziamo l'indagine degli effetti di un flusso stazionario incidente su un corpo tozzo, in questo caso un cerchio, per evidenziare come in questi casi con oggetto tozzo l'instabilità del flusso a valle dell'oggetto e la successiva separazione comporti forti oscillazioni dello stesso flusso e conseguentemente le forze che si sviluppano, dominate dal mancato recupero di pressione (forze di pressione di origine viscosa), siano generalmente non stazionarie.

La Fig. 4.1 presenta una sequenza di fotografie scattate in laboratorio e relative al flusso attorno ad un cerchio investito da corrente stazionaria a vari numeri di Reynolds. Il più alto valore del numero di Reynolds è comunque 10000, cioè abbondantemente in regime laminare.

Nonostante questi bassi numeri è piuttosto evidente lo sviluppo di importanti zone di separazione del flusso già a Reynolds dell'ordine di  $10 \div 20$ .

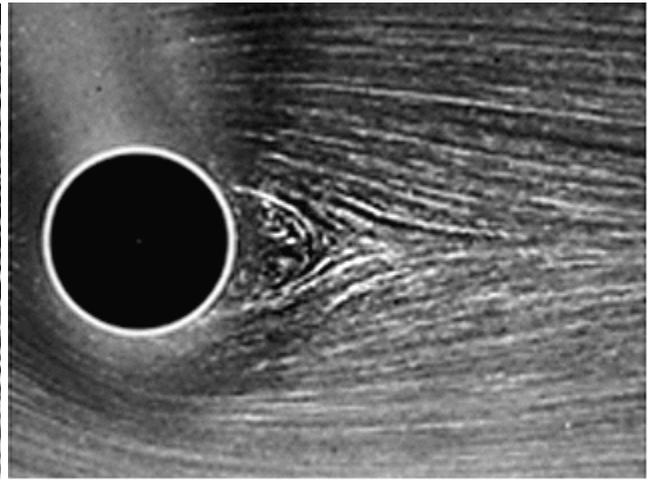
All'aumentare del numero di Reynolds intorno a  $2 \cdot 10^3$  la separazione del flusso diventa instabile ed il flusso a valle è caratterizzato da strutture vorticose alternate. Il punto di distacco è sempre intorno alla sezione di massima larghezza o addirittura un po' sopravento.

Le Tabelle 4.1 e 4.2 (da due fonti diverse) riassumono alcuni dati significativi del fenomeno, distinguendo le situazioni contraddistinte da intervalli del numero di Reynolds, progressivamente crescenti.



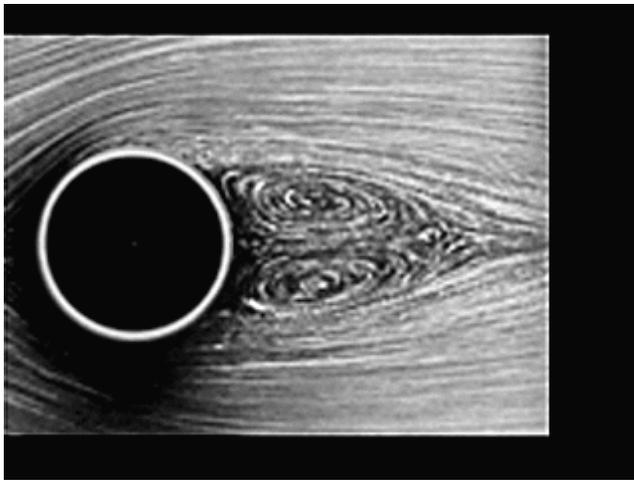
09.6 13.1 26.0 30.2 2000 10,000

Reynolds Number



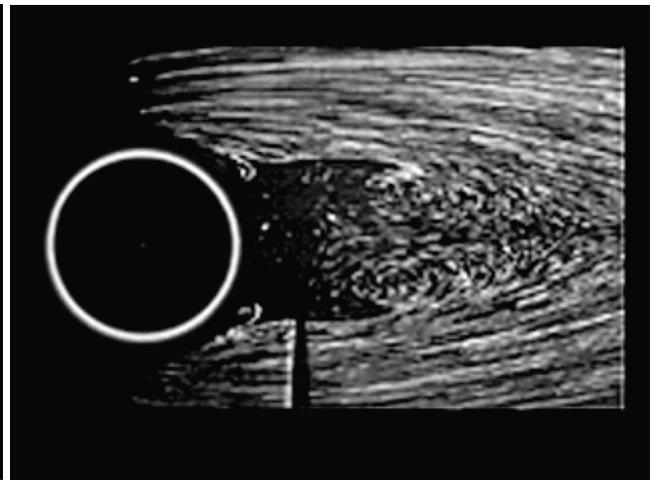
09.6 13.1 26.0 30.2 2000 10,000

Reynolds Number



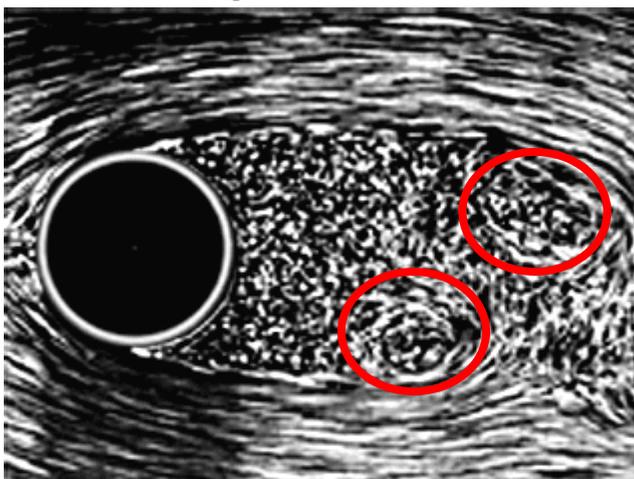
09.6 13.1 26.0 30.2 2000 10,000

Reynolds Number



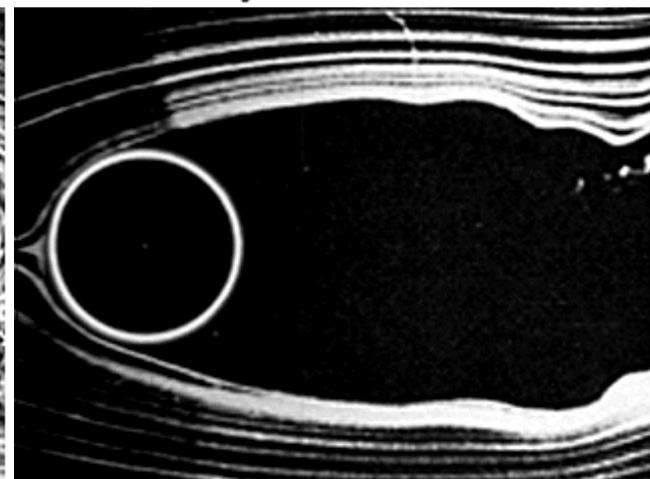
09.6 13.1 26.0 30.2 2000 10,000

Reynolds Number



09.6 13.1 26.0 30.2 2000 10,000

Reynolds Number



09.6 13.1 26.0 30.2 2000 10,000

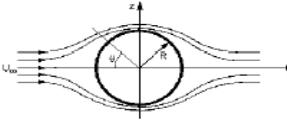
Reynolds Number

Fig. 4.1

Tabella 4.1

	A	B	C	D
Tipo di flusso	Subcritico	Critico	Supercritico	Postcritico
Numero di Reynolds	$Re < 2 \cdot 10^5$	$2 \cdot 10^5 < Re < 5 \cdot 10^5$	$5 \cdot 10^5 < Re < 3 \cdot 10^6$	$Re > 3 \cdot 10^6$
Strato Limite	Laminare	Transizione	Turbolento	Turbolento
Separazione	$\approx 82^\circ$	Transizione	$120^\circ \div 130^\circ$	$\approx 120^\circ$
Numero di Strouhal	$0.212 - (2.7/Re)$	Transizione	$0.35 \div 0.45$	0.29

Tabella 4.2

Flow and Parameters	Flow Pattern	Flow Description
<b>1. Viscous</b> $Rn < 1$ $C_D > 12$		Flow is symmetric about both axes. Friction dominates.
<b>2. Hele-Shaw</b> $1 < Rn < 5$ $12 > C_D > 4.5$		Slight separation downstream. Symmetry about flow axis only. Inertia becomes important.
<b>3. Symmetric Vortices</b> $5 < Rn < 65$ $4.5 > C_D > 1.6$		First separation and vortices downstream. Wake unstable (turbulent) farther downstream.
<b>4. Precritical</b> $65 < Rn < 5\,000$ $1.6 > C_D > 1.2$		Vortices become unstable and alternately separate forming a Von Karman vortex street.
<b>5. Subcritical</b> $5K < Rn < 200K$ $C_D$ about 1.2		Turbulent mixing between vortices downstream. Laminar boundary layer on front of cylinder.
<b>6. Critical</b> $200K < Rn < 500K$ $1.2 > C_D > 0.3$		Turbulent wake behind cylinder. Separation and re-attachment of boundary layer upstream of wake.
<b>7. Supercritical</b> $500K < Rn < 4M$ $0.3 < C_D < 0.7$		Separation 'bubble' gone. Cylinder boundary layer begins to be turbulent. Wake becomes wider.
<b>8. Postcritical</b> $Rn > 4M$ $Cd$ about 0.7		Turbulence reaches the boundary layer on the upstream side.

La Fig. 4.2 mostra il flusso a valle del cerchio per  $Rn \approx 300$  ed un particolare del punto di separazione in prossimità della sezione di massima larghezza.

La Fig. 4.3 invece mostra la differenza di comportamento della separazione attorno ad una sfera per flusso laminare e flusso turbolento. E' estremamente interessante notare come la turbolenza sia in qualche modo responsabile di maggiore quantità di moto vicino all'oggetto (nello strato limite) e quindi determini uno spostamento del punto di distacco dalla sezione di massima larghezza circa (a  $82^\circ$ ) ad un punto a valle ad un angolo di circa  $120^\circ$ . Tale spostamento ha una conseguenza importante sulla forza esercitata dal fluido sull'oggetto, infatti ciò corrisponde ad un incremento nel recupero di pressione a poppa con conseguente diminuzione della forza. La Fig. 4.4 mostra il confronto del coefficiente di pressione attorno ad un cerchio tra flusso non viscoso, laminare e turbolento.



Fig. 5.2

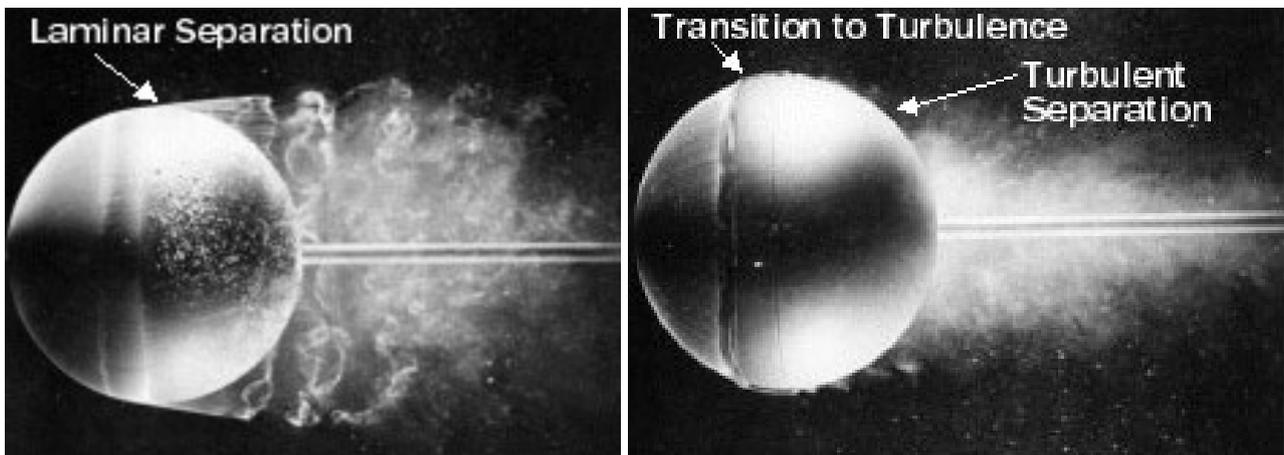


Fig. 4.3

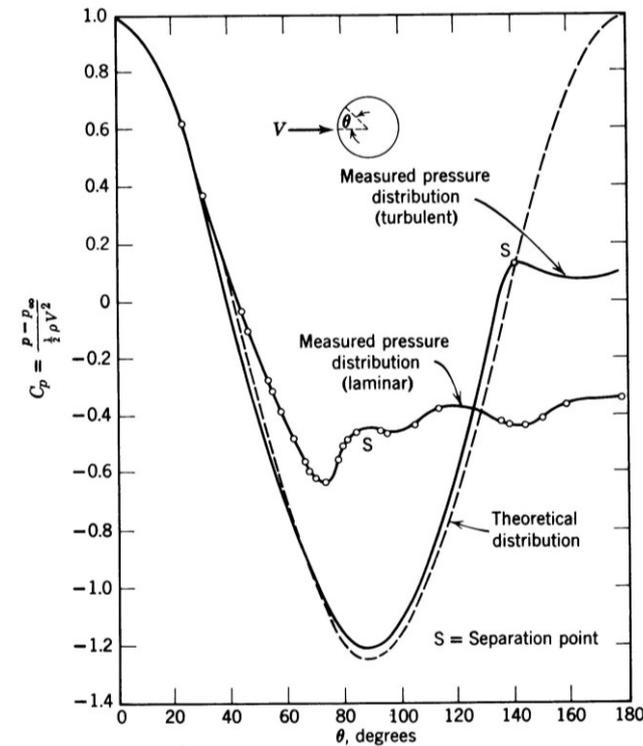


Fig. 4.4

Con riferimento alle seguenti definizioni delle forze in linea ed ortogonali per il caso 2D (Fig. 4.5),

$$F_D = \frac{1}{2} \rho \cdot C_D \cdot D \cdot V^2 \quad \text{Forza di drag}$$

$$F_L = \frac{1}{2} \rho \cdot C_L \cdot D \cdot V^2 \quad \text{Forza di lift}$$

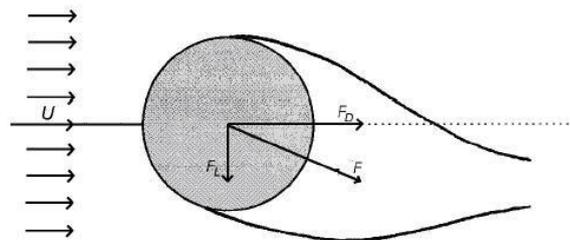


Fig. 4.5

la Fig. 4.6 mostra l'andamento del coefficiente di drag in funzione del numero di Reynolds per il caso del cerchio. In corrispondenza a  $Rn \approx 5 \cdot 10^5$  si ha un brusco calo del  $C_d$  a causa del passaggio da regime laminare a regime turbolento. Nonostante gli sforzi di attrito (tangenziali) aumentino nel passaggio da laminare a turbolento, il recupero della pressione (di origine viscosa) a poppa garantisce un beneficio considerevole (*drag crisis*).

La Fig. 4.7 mostra lo stesso caso di Fig. 4.6, solo nella zona della *drag crisis*, ma per diversi valori della rugosità superficiale. E' interessante osservare che la rugosità superficiale tende a fare anticipare a numeri di Reynolds leggermente più bassi la *drag crisis* ed inoltre per valori crescenti

della rugosità la *drag crisis* tende progressivamente a cancellarsi a causa della nuova perdita di quantità di moto causa attrito.

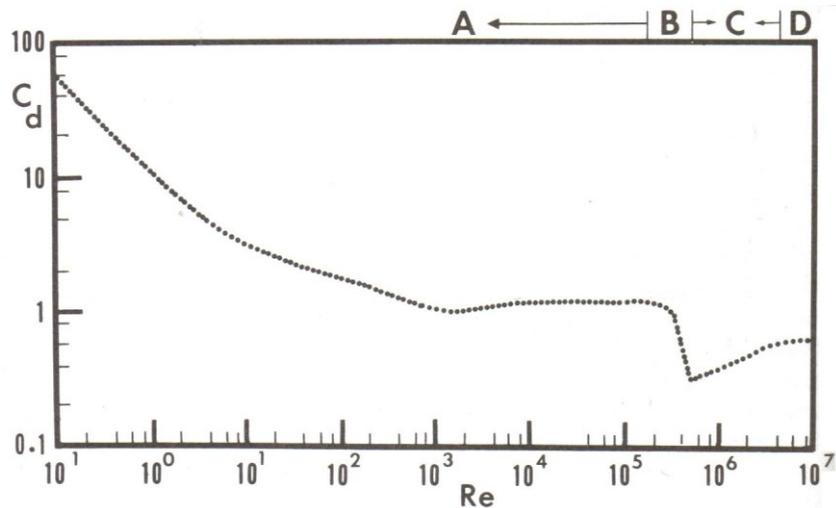


Fig. 4.6

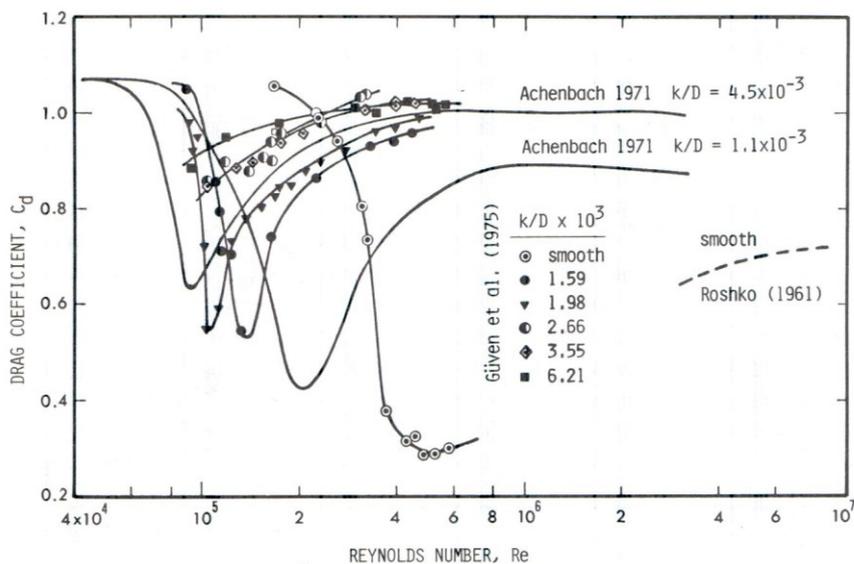


Fig. 4.7

L'altro aspetto che caratterizza sia il flusso attorno ad un cerchio (corpo tozzo) sia in regime laminare che in regime turbolento stazionari è il rilascio di vortici ed in particolare la frequenza di rilascio degli stessi.

La Fig. 4.5 vuole evidenziare qualitativamente come la asimmetria del campo di velocità specie nella zona poppiera dell'oggetto comporti necessariamente una asimmetria del campo di pressione e quindi il generarsi di una forza ortogonale al flusso (quella in linea e cioè il *drag* già l'abbiamo trattata).

La Fig. 4.8 mostra il caso della scia di Karman per  $R_n = 140$  dietro ad un cilindro con diametro di 1cm e con velocità del flusso di 1.4 cm/s.

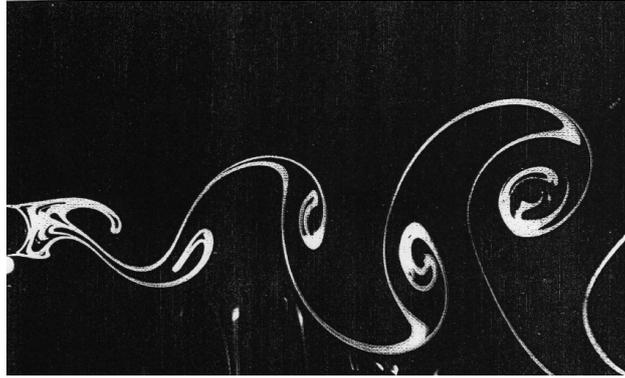


Fig. 4.8

Strouhal ha evidenziato con indagini sperimentali la relazione che c'è tra la velocità del flusso incidente, la dimensione caratteristica dell'oggetto e la frequenza di rilascio dei vortici, al variare del numero di Reynolds.

Il numero di *Strouhal* è definito come

$$St = N^{\circ} \text{ di Strouhal} = \frac{\text{frequenza di rilascio di vortici.}}{\text{frequenza caratteristica}} = \frac{f_0}{\left(\frac{V}{D}\right)} = \frac{f_0 \cdot D}{V}$$

Anche se ha un significato fisicamente diverso, è il reciproco del numero di *Keulegan-Carpenter* ma in quel caso il periodo è quello del flusso incidente.

La Fig. 4.9 mostra l'andamento del numero di Strouhal  $St$  in funzione del numero di Reynolds per il caso del cerchio (cilindro).

Da notare due aspetti interessanti. Il primo aspetto è che per numeri di Reynolds tipici della transizione, il valore del numero di Strouhal (e quindi la frequenza di rilascio di vortici) è compreso tra due valori molto distanti (tra 0.2 e 0.45 circa), a differenza dei quanto accade per  $R_n < 10^5$  dove il valore è sostanzialmente unico e questo a causa della indeterminatezza del regime di flusso che porta ad una forte instabilità del distacco del flusso. In questa regione di numeri di Reynolds il *vortex shedding* avviene in una banda di frequenze (spettro) e non in maniera (quasi) monocromatica come nel resto del range di numeri di Reynolds. Il secondo aspetto riguarda il caso in cui il cilindro sia lasciato libero di oscillare trasversalmente (montato sul una guida virtuale ortogonale al flusso). In tal caso il cilindro segue in maniera naturale il campo di velocità e le pressioni ed in questo suo seguire il campo di moto del fluido in qualche modo “regolarizza” con la sua mobilità la frequenza di distacco, quasi “agganciando il campo di moto”, portando il numero di Strouhal ad attestarsi un po' al di sotto del bordo inferiore della banda di validità nel caso di cilindro fisso.

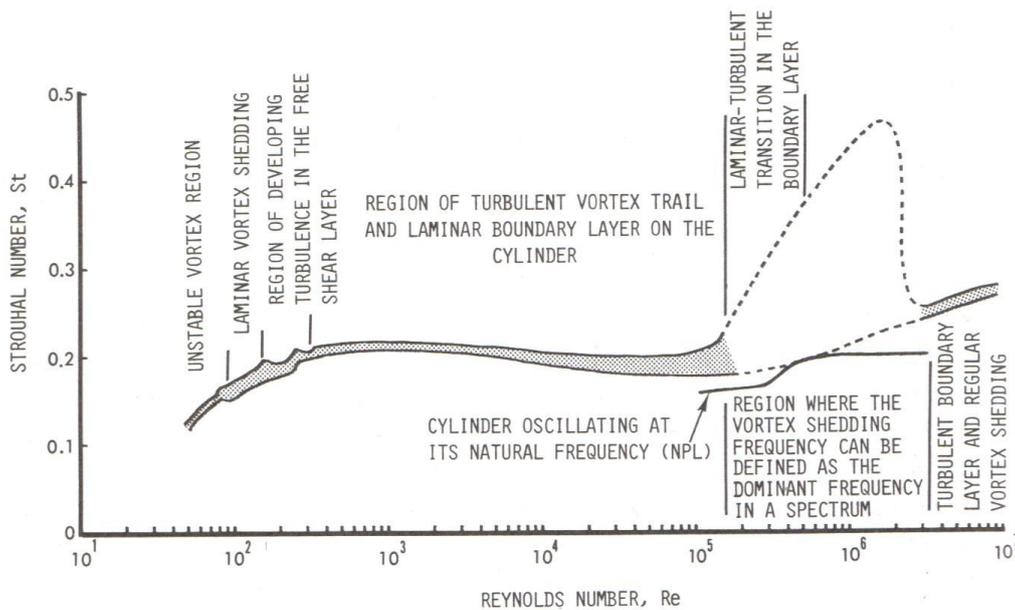


Fig. 4.9

Il manifestarsi di forze di *lift* ortogonali a quelle di *drag* può risultare estremamente pericoloso per certe applicazioni. Nel caso di tubature immerse soggette a corrente marina, si possono avere forti vibrazioni o oscillazioni trasversali (VIV = Vortex Induced Vibrations). E' il caso dei *raisers* (tubi più o meno elastici di pompaggio degli idrocarburi fino alla piattaforma galleggiante), ma è anche il caso delle tubature appoggiate sul fondo (in trincea) e che per effetto dell'erosione del materiale circostante a causa della stessa corrente marina si trovano libere, magari con campate anche molto grandi (Fig. 4.10). E' anche il caso di alcune strutture in aria (ciminiere, ponti sospesi, antenne, stralli, ...).

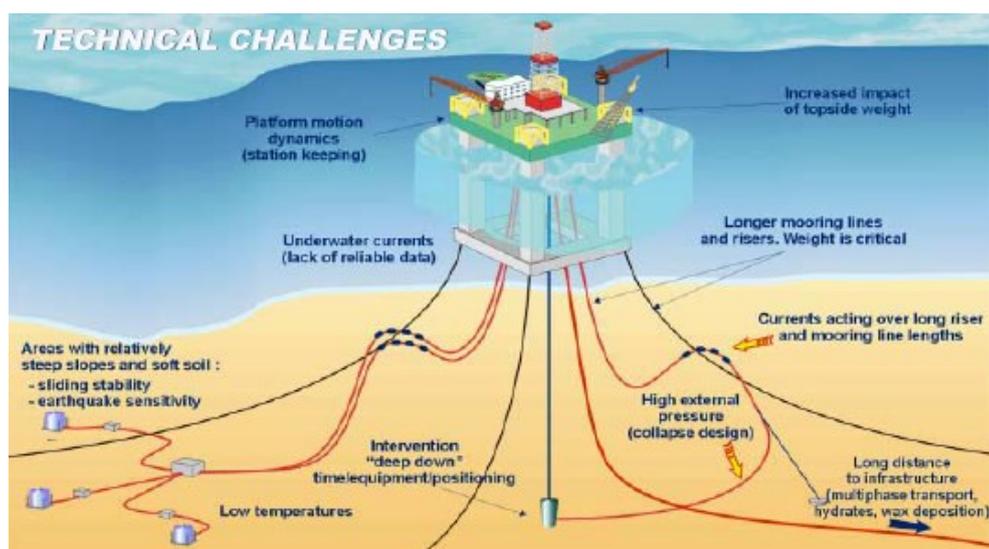


Fig. 4.10

La Fig. 4.11 schematizza la generazione di vortici dietro un cilindro per un flusso uniforme in vari istanti di tempo consecutivi, nel caso specifico per flusso incidente iniziato impulsivamente, ma ciò non toglie la generalità del ragionamento.

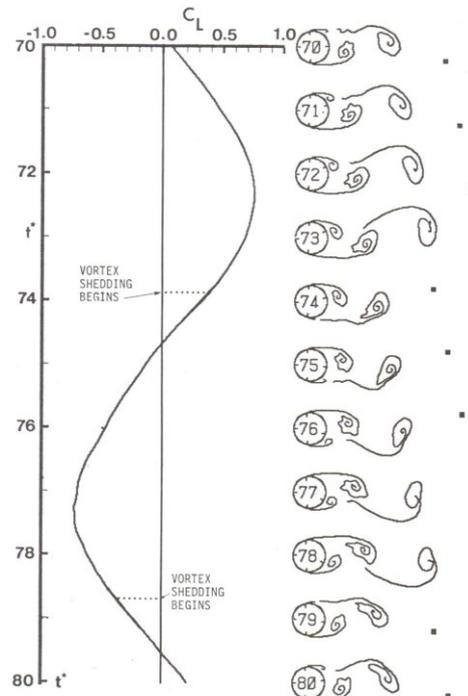


Fig. 4.11

In generale si nota che la forza di *lift* oscilla con una frequenza pari a  $f_o$  e la forza di *drag* varia solo leggermente con una frequenza di  $2f_o$ , cosa che spesso viene trascurata completamente nei calcoli assumendola costante nel tempo. L'intensità della forza di *lift* su un'unità di lunghezza del cilindro può avere lo stesso ordine di grandezza che la forza di *drag*. In 3D tuttavia è possibile operare con degli artifici affinché le forze di *lift* non siano tutte in fase lungo il cilindro stesso, a scapito ovviamente dell'aumento della forza di *drag*. La Fig. 4.12 mostra un tipico caso di alette elicoidali disposte lungo il mantello di una *spar platform* in modo da evitare appunto che ci siano situazioni di distacco in fase lungo tutto il cilindro con gravi conseguenze sulle intensità delle forze di *lift*.



Fig. 4.12

Se il valore del coefficiente di drag è ragionevolmente rappresentato dalle curve di Fig. 4.6 e Fig. 4.7 per vari valori del numero di Reynolds, individuare un andamento ben preciso del valore del coefficiente di *lift* è decisamente più problematico. La Fig. 4.13 mostra alcuni risultati ottenuti da vari ricercatori. Anche in questo caso la regione critica è quella corrispondente alla transizione dove il coefficiente varia in maniera sostanziale tra valori molto bassi (quasi nulli) fino a quasi 1.4. L'estrema variabilità è giustificata dai ricercatori stessi dalle condizioni di prova (turbolenza nel flusso incidente, chiusura a parete delle estremità del cilindro, elasticità della struttura di prova, ...)

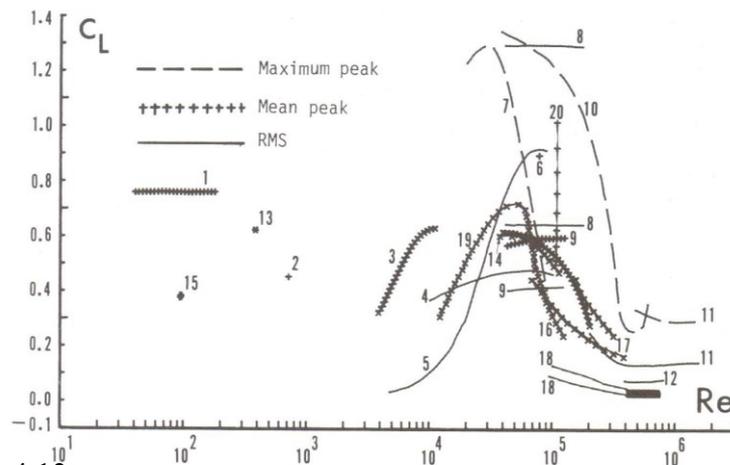


Fig. 4.13 Lift coefficient as a function of the Reynolds number for circular cylinders: 1, Phillips (1956); 2, Schwabe (1935); 3, Bishop and Hassan (1963); 4, Keefe (1962); 5, Gerard (1961); 6, Bingham et al. (1952); 7, Macovsky (1958); 8, Vickery and Watkins (1962); 9, McGregor (1957); 10, Humphreys (1960); 11, Fung (1960); 12, Schmidt (1965); 13, Jordan and Fromm (1972); 14, Macovsky (1958); 15, Dawson and Marcus (1970); 16, Weaver (1971); 17, Goldman (1958); 18, Bublitz (1971); 19, Warren (1962); 20, Schmidt (1965).

## 4.2 IL CASO PIANO DEL CERCHIO INVESTITO DA CORRENTE ALTERNATA DI TIPO ARMONICO

Il paragrafo precedente dedicato al caso del flusso incidente uniforme e stazionario su un oggetto tozzo ha messo in evidenza la complessità della struttura del flusso che risulta dalla interazione fluido-struttura. Ci sono molti altri studi dedicati a casi via via più complessi come quelli di flussi accelerati o impulsivi anche se monodirezionali ed omogenei in cui non entreremo.

Ben più interessante ma ancora più complessa è la situazione quando il flusso ha direzione alternata. In questo caso, infatti la scia generata durante un semiciclo viene “trascinata” nuovamente verso il corpo nell’arco del semiciclo successivo. Durante la fase di accelerazione del flusso in una direzione lo strato limite può assumere regimi diversi passando da laminare a turbolento. Basti pensare che un rilascio di vortici può essere annullato dal flusso inverso negli istanti successivi. In passato, la complessità del fenomeno è tale da aver spinto la maggior parte degli studiosi ad affrontare il problema dal punto di vista globale e non puntuale, con particolare interesse alle forze

complessive in gioco per l'analisi strutturale di tipo ingegneristico. Oggi l'utilizzo di solutori delle equazioni costitutive del moto dei fluidi consente indagini via via più approfondite ed accurate anche se la modellazione della turbolenza, il passaggio dal laminare a turbolento, la cattura del punto di distacco, etc risultano ancor oggi un problema.

Già nel 1851 Stokes dimostrò analiticamente che la forza agente su una sfera oscillante in un fluido con velocità  $U = -A \cdot \omega \cdot \cos(\omega t)$  (problema del pendolo) è data da:

$$F(t) = \frac{\pi \rho D^3}{6} \cdot \left( \frac{1}{2} + \frac{9}{2} \cdot \sqrt{\frac{2\mu}{\rho \omega D^2}} \right) \cdot \frac{dU}{dt} + 3\pi \mu D U \left( 1 + \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\rho \omega D^2}{2\mu}} \right)$$

Stokes ottenne questo risultato per valori del numero di Reynolds estremamente bassi  $R_n < 1$ .

In base a questa soluzione analitica  $F(t)$  è composta di due contributi di cui uno è proporzionale all'accelerazione dell'oggetto  $\frac{dU}{dt}$  e l'altro è proporzionale alla velocità  $U$ . Entrambi i coefficienti di  $\frac{dU}{dt}$  e  $U$  secondo Stokes dipendono dalla viscosità  $\mu$ .

La stessa espressione di  $F(t)$  può essere manipolata nel seguente modo:

$$F(t) = \frac{1}{2} \frac{\pi \rho D^3}{6} \frac{dU}{dt} + 3\pi \mu D U + \frac{9}{2} \frac{\pi \rho D^3}{6} \sqrt{\frac{2\mu}{\rho \omega D^2}} \frac{dU}{dt} + \frac{3}{2} \pi \mu D U \sqrt{\frac{\rho \omega D^2}{2\mu}}$$

dove riconosciamo 4 addendi di cui:

- il primo è un termine *inerziale*  $\frac{1}{2} \frac{\pi \rho D^3}{6} \frac{dU}{dt}$  che può essere scritto nella forma  $C \rho \nabla \frac{dU}{dt}$  (vedi Appunti del Corso di Arch. Navale I – Idrodinamica) e dipende solo dalla geometria del corpo stesso;
- il secondo  $3\pi \mu D U$  è dimensionalmente una forza di *drag* proporzionale in questo caso alla prima potenza della velocità a causa del bassissimo numero di Reynolds impiegato da Stokes;
- il terzo ed il quarto sono in qualche modo i rappresentanti dell'effetto memoria sui termini *inerziale* e di *drag* nel fluido dovuto alla inversione del flusso e quindi termini dovuti alla scia che oscilla attorno all'oggetto.

Negli anni '50, con l'avvento delle prime strutture tubolari fisse di estrazione degli idrocarburi in fondali relativamente bassi, l'attenzione si focalizzò sul calcolo delle forze d'onda sugli elementi

(tubolari) che le componevano. Da notare che tali elementi tubolari hanno sezioni generalmente circolari con diametro dell'ordine del metro. Nel 1950 Morison fornì un metodo semi-empirico di calcolo dei carichi d'onda su un pilone verticale. La struttura del modello proposto riprende nella sostanza i risultati di Stokes, anche se in questo caso l'oggetto è fermo ed è il flusso ad essere oscillante, ma limita l'applicazione al caso di strutture allungate (cilindri) determinando la forza per unità di altezza lungo l'asse del cilindro stesso.

Il modello proposto per la forza (*inline*) per unità di lunghezza del cilindro a sezione circolare (quindi su un cerchio di spessore unitario) è semplicemente il seguente:

$$F(t) = C_M \rho \frac{\pi D^2}{4} \frac{dU}{dt} + C_D \frac{1}{2} \rho D U |U|$$

$C_M$  e  $C_D$  sono detti rispettivamente *coefficiente di inerzia* e *di drag*.

Da notare che il primo addendo è perfettamente consistente con quanto visto nel Corso di Arch. Navale I –Idrodinamica per fluidi non viscosi e per oggetto completamente immerso rispetto alla superficie libera. E' evidente che però esiste una dipendenza del coefficiente  $C_M$  anche dalla viscosità e da altri parametri non contemplati dalla teoria dei flussi non viscosi.

Nel 1958 Keulegan e Carpenter eseguirono una vasta serie di prove misurando la *inline-force* per un cilindro circolare investito da corrente alternata. Dalla misura di  $F(t)$  risalirono ai coefficienti  $C_M$  e  $C_D$  fittando l'equazione di Morison che meglio si adattava alla traccia nel tempo di  $F(t)$ .

Da notare che per ottenere il flusso alternato, Keulegan e Carpenter sono ricorsi allo stratagemma di utilizzare una cassa parzialmente riempita e messa in oscillazione laterale alla frequenza corrispondente al suo primo modo di oscillare e posizionando il cilindro orizzontalmente sotto il nodo dell'oscillazione, sufficientemente lontano dalla superficie libera. Pertanto il campo di velocità incidente è stato derivato indirettamente dalla teoria delle onde e non è stato misurato. Inoltre implicitamente è stato assunto che la variazione del vettore velocità con la quota all'interno dello spazio verticale occupato dal cilindro (diametro) sia debole. I risultati sono stati rappresentati (Fig. 4.14,45.15) in funzione sia del numero di Reynolds in cui la velocità è quella massima durante il ciclo che del numero di Keulegan-Carpenter che ricordiamo rappresenta il rapporto tra forza di drag e forze inerziali

$$KC \propto \frac{F_{DRAG}}{F_{INERZIA}} = \frac{C_D \frac{1}{2} \rho D U^2}{C_M \rho \frac{\pi D^2}{4} \frac{U}{T}} = \text{coeff} \cdot \frac{UT}{D}$$

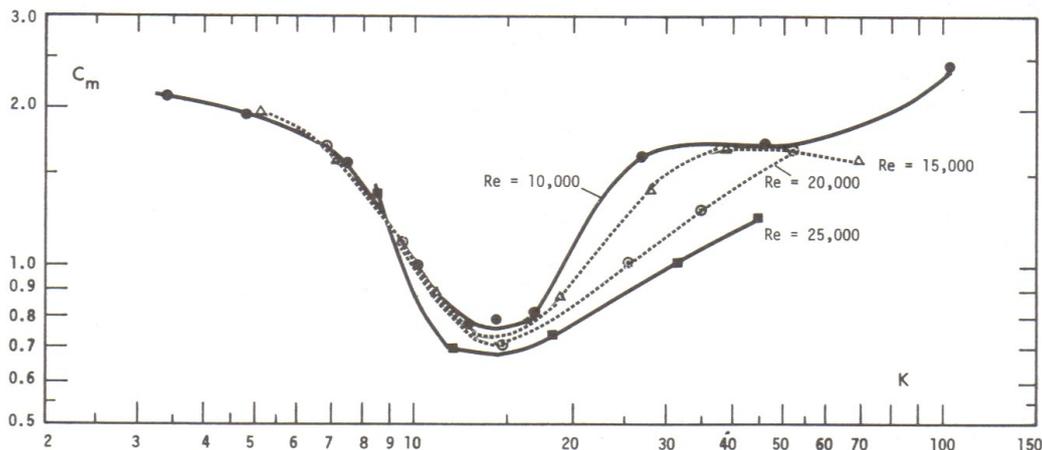


Fig. 4.14

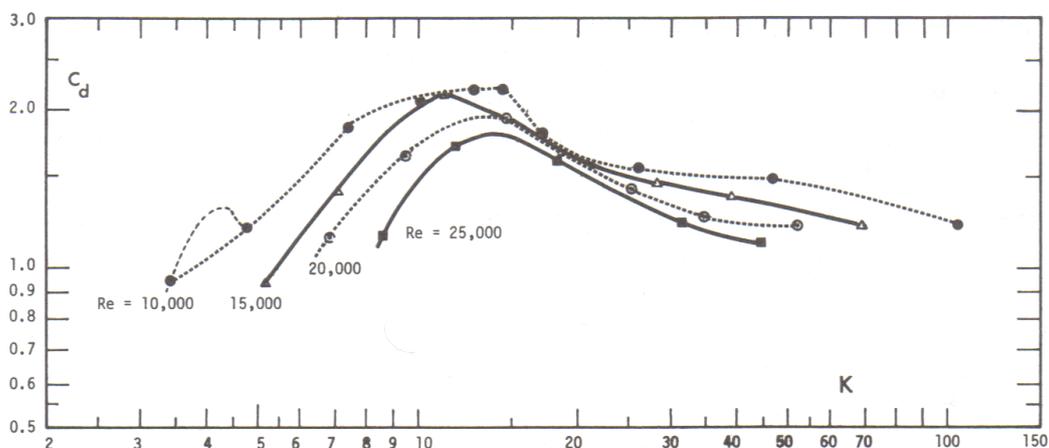


Fig. 4.15

I risultati ottenuti da Keulegan e Carpenter mostrarono che:

- $C_D$  dipende sia da  $KC$  che da  $Rn$  ed a parità di  $KC$  aumenta al diminuire di  $Re$
- $C_M$  dipende sia da  $KC$  che da  $Rn$  per  $KC > 15$  ed a parità di  $KC$  diminuisce per  $Rn$  maggiori, mentre solo da  $KC$  per  $KC < 15$ ,

Un altro studio fondamentale analogo è quello di Sarpkaya (1963-1975). I risultati in questo caso sono presentati in funzione di  $KC$  e del numero (*frequency parameter*)  $\beta = \frac{Rn}{KC}$  come mostrato nelle Fig. 4.16 e Fig. 4.17. Inoltre gli esperimenti sono stati condotti in una canaletta ad U in cui il flusso alla sezione di prova era determinato da variazioni della pressione alle due superfici libere e quindi il flusso ottenuto è indipendente da quello dell'onda di superficie libera del caso di Keulegan-Carpenter e può assumere pertanto valori arbitrari, determinati solo dai limiti dell'apparato.

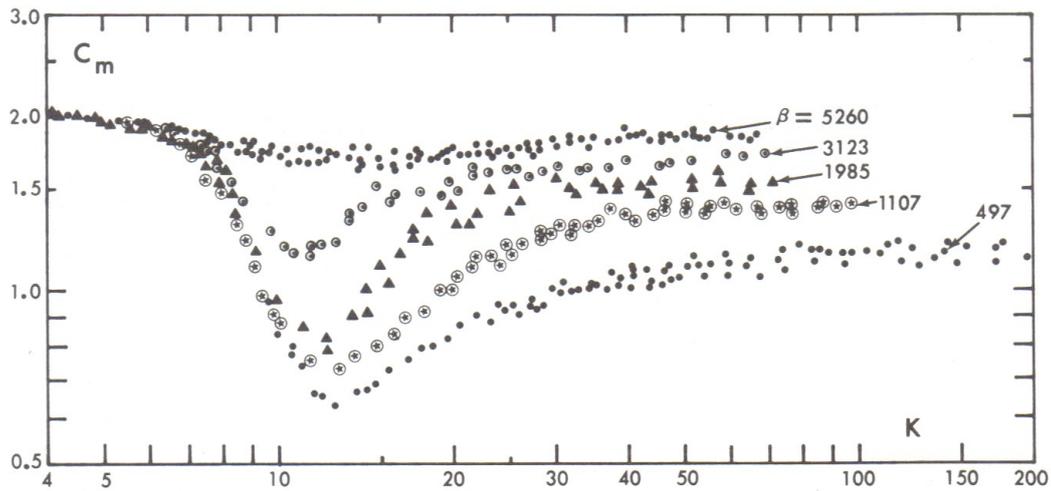


Fig. 4.16

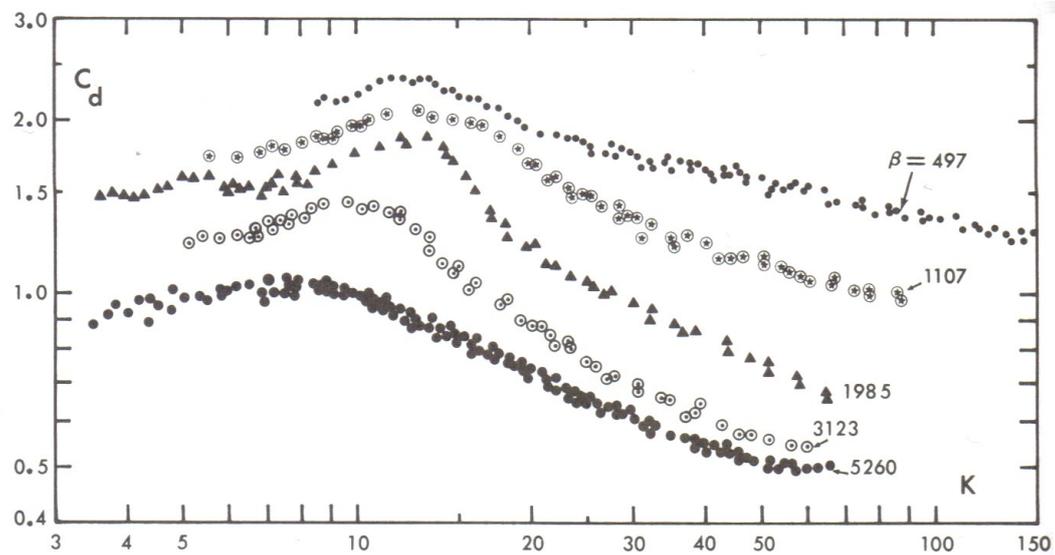


Fig. 4.17

Le Fig. 4.18 e Fig. 4.19 mostrano invece i coefficienti in funzione del numero di Reynolds e parametrizzate con  $KC$ . Sul grafico del  $C_D$  è riportata anche la curva del coefficiente per flusso stazionario.

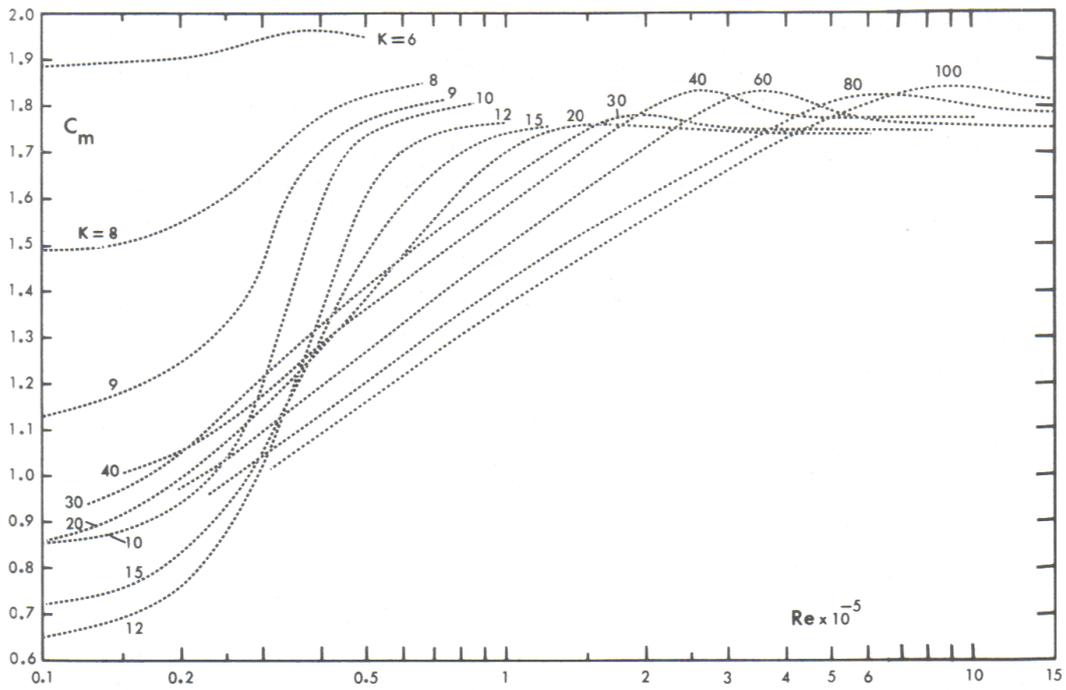


Fig. 4.18

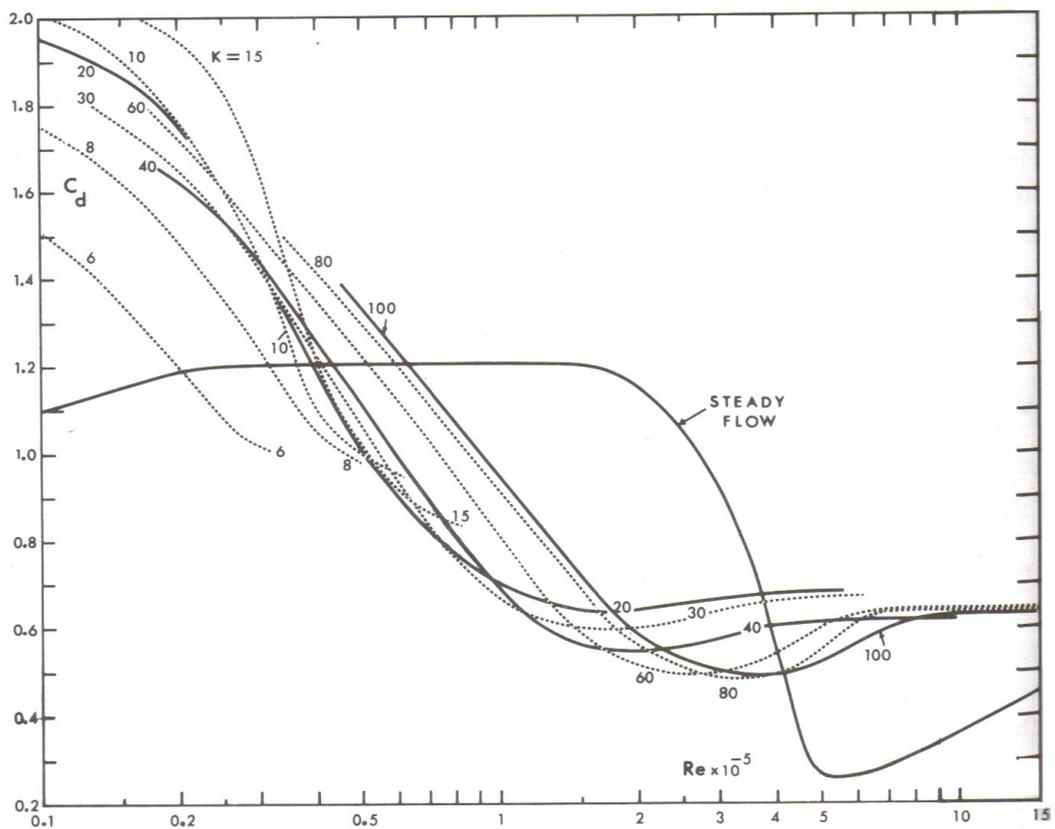


Fig. 4.19

Gli studi condotti sui coefficienti di *inerzia* e di *drag* in flusso omogeneo alternato sono molteplici. Uno studio leggermente diverso (Chaplin, 1984, Contento et al. 2001), ma che evidenzia la debolezza concettuale del metodo di Morison è quello in cui il cilindro è soggetto ad una corrente alternata ma non omogenea, ad es. quella orbitale di un'onda piana progressiva come riportato schematicamente in Fig. 4.20. Il caso specifico riguarda un flusso che porta a valori molto bassi di  $KC$ , inferiori a 3. Gli studi sono stati condotti per vari  $KC$  ed, a parità di  $KC$ , per varie immersioni del cilindro ( $y/a=-2,-3,-4$ ) per evidenziare l'effetto della presenza della superficie libera.

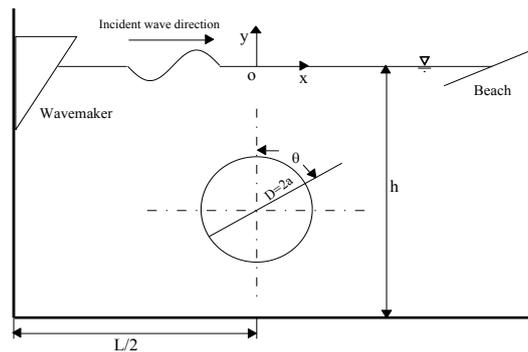


Fig. 4.20

Dai grafici delle esperienze precedenti, ci si attenderebbe un regime completamente inerziale ed un valore del  $C_M$  pari a 2 circa.

Le Fig. 4.21, 4.22 mostrano alcune “fotografie” del campo di pressione ed elevazione della superficie libera, come misurati nei casi  $KC=0.70$  ed  $y/a=-2$  e  $y/a=-4$  rispettivamente.

La Fig. 4.23 mostra l'andamento del  $C_M$  in funzione di  $KC$ . Come si vede, il valore atteso di  $C_M=2$  viene soddisfatto per valori estremamente bassi di  $KC$ , quasi nulli mentre è molto evidente un brusco calo ad un valore di circa 1.0 per  $KC=2$ . Tale effetto è dovuto al tipo di flusso incidente che è orbitale e che innesca una circolazione stazionaria oraria (rispetto alla Fig. 4.20) attorno al mantello del cilindro e confinata in una sorta di strato limite stazionario rotante. Tale flusso rotatorio, accoppiato con la velocità del flusso incidente, produce (effetto Magnus) una forza ortogonale alla velocità incidente ed in antifase con la accelerazione del flusso incidente. Questa forza risulta cioè in antifase con la forza inerziale “alla Morison” e quindi globalmente la misura fornisce la somma algebrica delle due.

L'altro aspetto interessante riguarda la vicinanza della superficie libera a parità di  $KC$ . Le Fig. 4.24 e 4.25 mostrano rispettivamente le prime 3 componenti armoniche della forza totale sul cilindro al variare della immersione del cilindro stesso ( $y/a$ ) e l'andamento delle prime 3 componenti armoniche della pressione sul mantello del cilindro (in funzione dell'angolo  $\theta$ ) anche in questo caso al variare della immersione del cilindro stesso ( $y/a$ ).

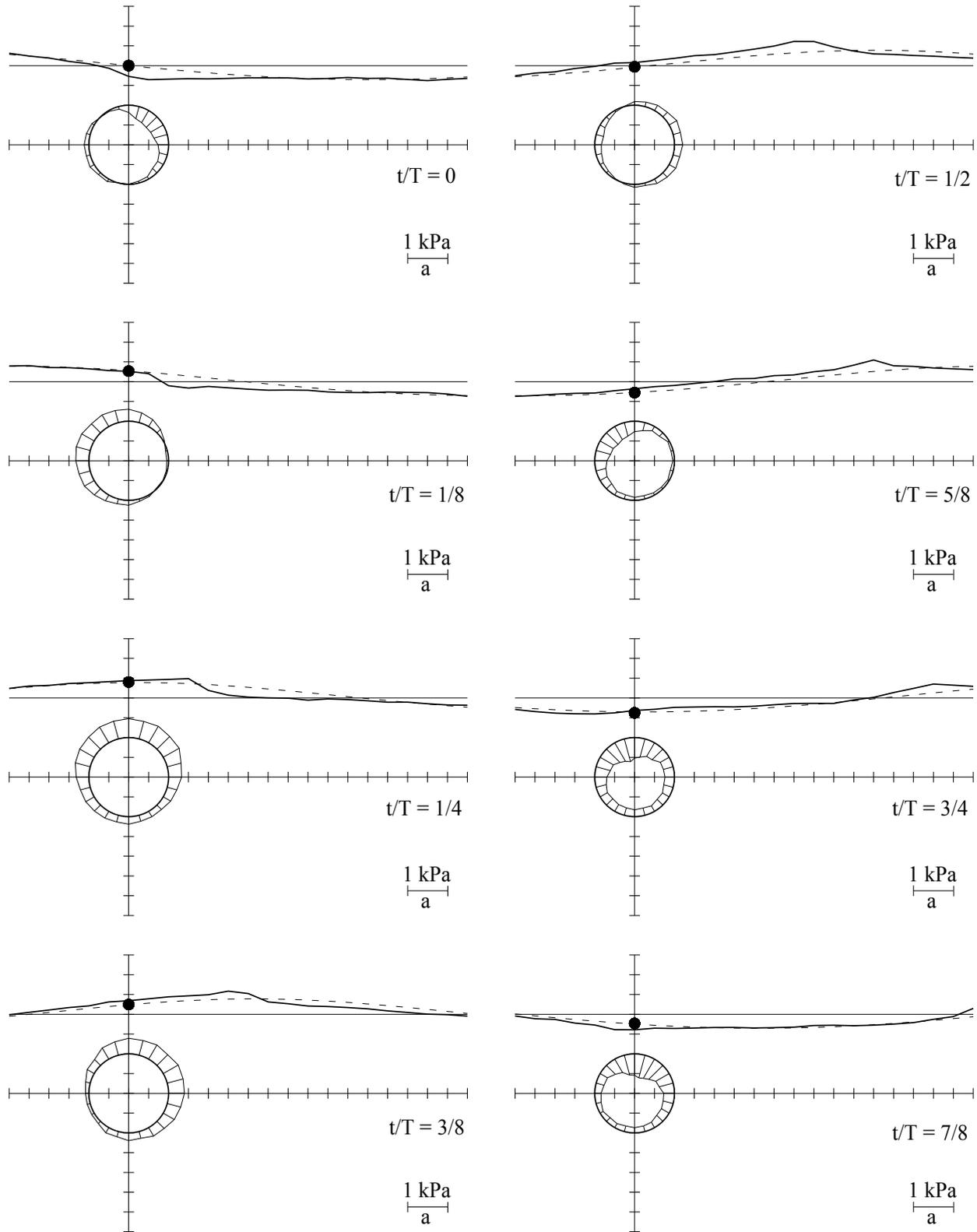


Fig. 4.21 Sequence of snapshots of the free surface profile and pressure distribution (positive pressure outside the cylinder surface) ( $KC = 0.70$   $y/a = -2$ ): (—) actual wave profile, (●) undisturbed wave elevation at the cylinder axis, (- - -) 3<sup>rd</sup> order Stokes wave.

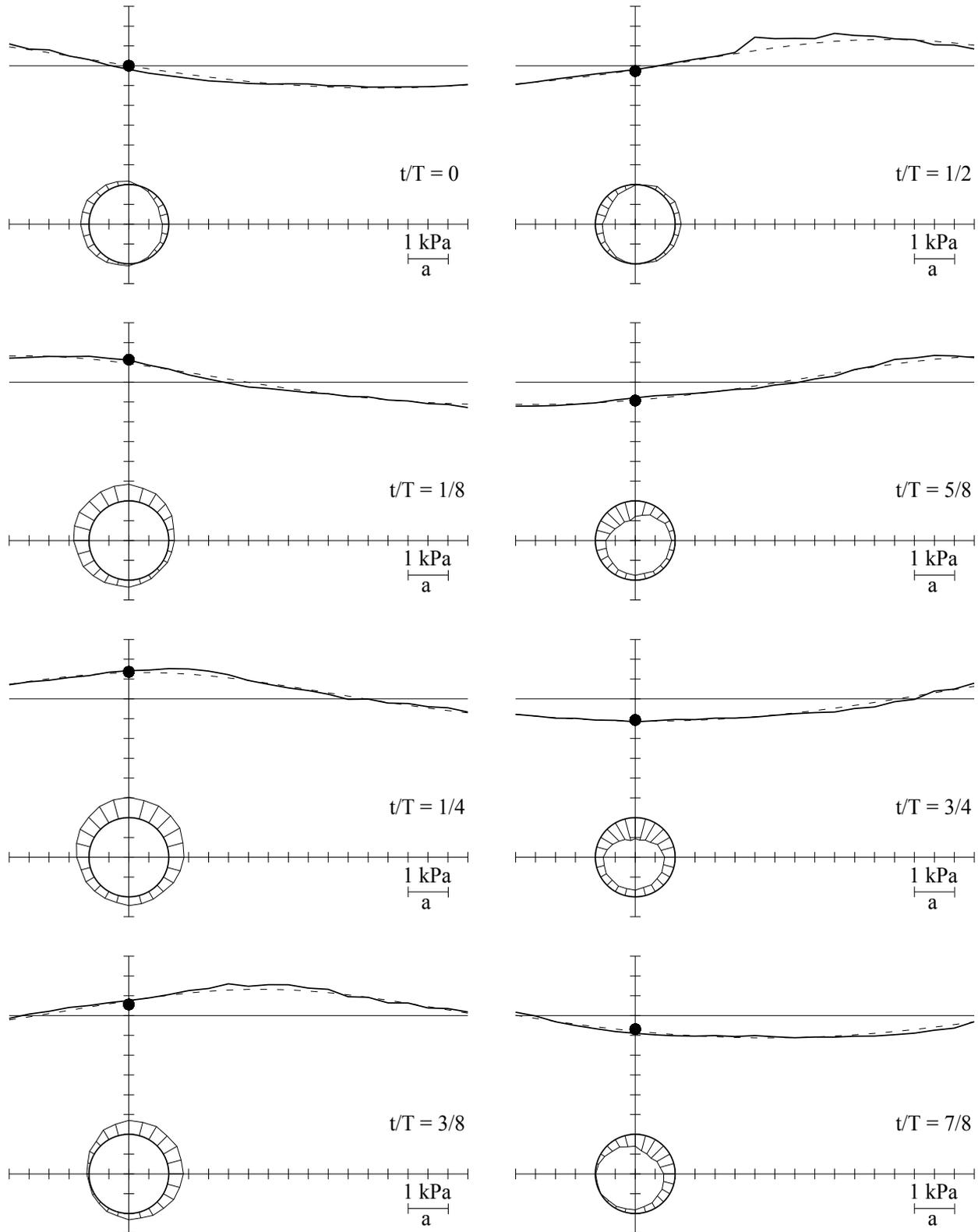


Fig. 4.22 Sequence of snapshots of the free surface profile and pressure distribution (positive pressure outside the cylinder surface) ( $KC = 0.70$   $y/a = -4$ ): (—) actual wave profile, (●) undisturbed wave elevation at the cylinder axis, (- - -) 3<sup>rd</sup> order Stokes wave.

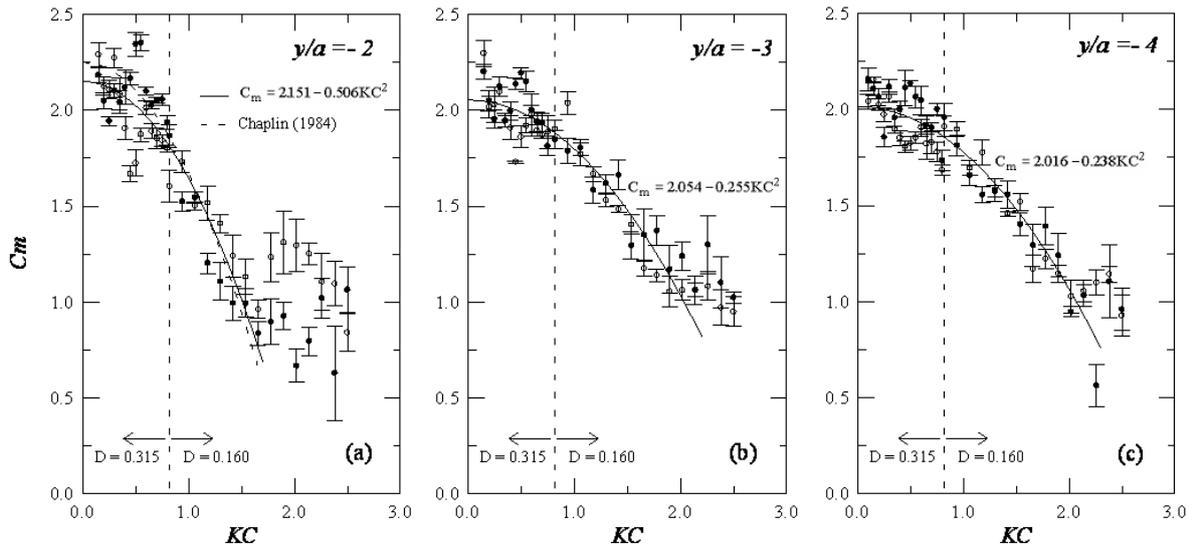


Fig. 4.23 Inertia coefficient  $C_m$  vs  $KC$ . Solid and empty dots refer to the horizontal and vertical component of the force respectively. Solid lines represent the least square fitting of eqn (2) to the experimental data: (a)  $y/a = -2$ ; (b)  $y/a = -3$ ; (c)  $y/a = -4$ .

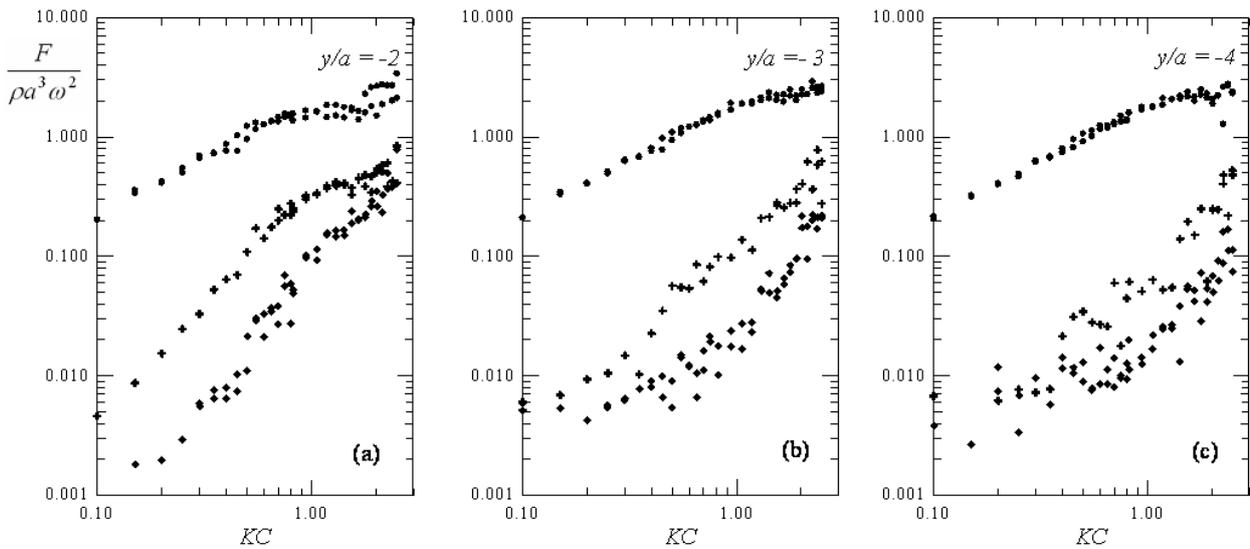


Fig. 4.24 Non-dimensional Fourier components of the force vs  $KC$  for (a)  $y/a = -2$ , (b)  $y/a = -3$ , (c)  $y/a = -4$ : (●) 1<sup>st</sup>, (◻) 2<sup>nd</sup> and (◆) 3<sup>rd</sup> harmonic components.

E' interessante notare che la prima componente armonica è sostanzialmente insensibile della immersione del cilindro e cioè non dipende dalla presenza della superficie libera. Al contrario la seconda e terza componente mostrano un brusco calo all'aumentare dell'immersione del cilindro. Ciò è dovuto alla non linearità del comportamento della superficie libera che "genera" armoniche di ordine superiore, in misura maggiore quando l'ostacolo costituito dal cilindro è più vicino. Questo esempio ha lo scopo di segnalare come la complessità della interazione fluido-cilindro anche per

flussi semplici armonici è difficilmente riconducibile ad una semplice formula (Morison) con due coefficienti costanti.

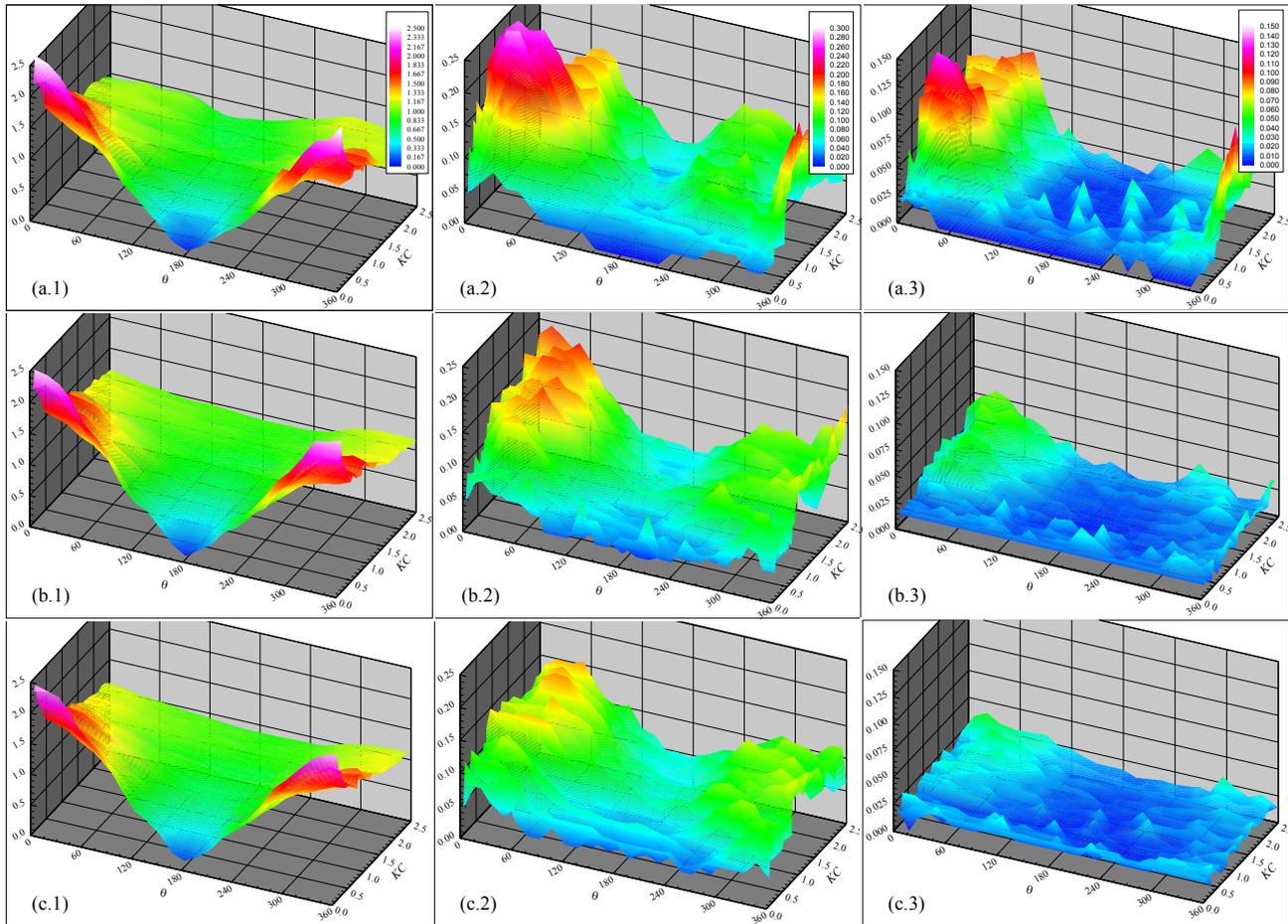


Fig. 4.25 Non-dimensional Fourier components of the pressure at the cylinder surface vs  $\vartheta$  and  $KC$ : (a)  $y/a = -2$ , (b)  $y/a = -3$ , (c)  $y/a = -4$ ; (.1) 1<sup>st</sup>, (.2) 2<sup>nd</sup> and (.3) 3<sup>rd</sup>.

Come nel caso del flusso omogeneo stazionario, anche nel caso del flusso alternato si ha generazione e distacco di vortici e quindi forze di *lift* e variazione della forza totale sul cilindro (*inertia* + *drag* + *lift* opportunamente direzionati e messi in fase). Le Fig. 4.26 e 4.27 mostrano

alcuni dati del  $C_L$  tratti da misure di laboratorio, dove  $C_L = \frac{\text{lift}}{0.5\rho LDU_m^2}$ .

Per quel che riguarda la frequenza di rilascio dei vortici, il fenomeno si presenta estremamente irregolare al punto che individuare una frequenza caratteristica a parità di  $KC$  e di  $Rn$  è quasi improponibile e cioè un segnale mostrerebbe uno spettro di frequenze. A puro titolo qualitativo la Fig. 4.28 mostra in funzione di  $KC$  e di  $Rn$  il parametro  $f_r = \text{fractional vortex shedding}$  definito

come il rapporto tra la massima frequenza rilevata nei vortici rilasciati e la frequenza del flusso incidente. Valgono sorprendentemente anche valori non interi a causa della interazione tra vortici rilasciati in un semiciclo e quelli rilasciati nel semiciclo successivo.

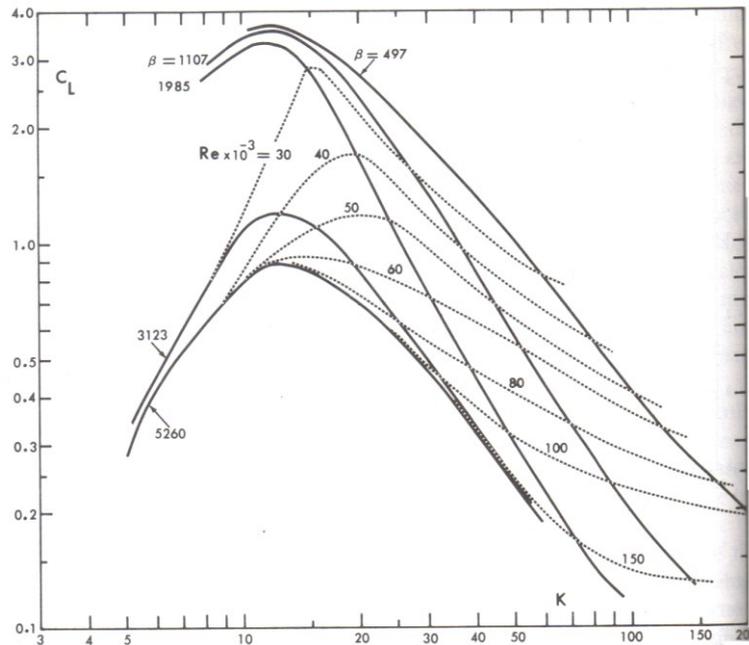


Fig. 4.26

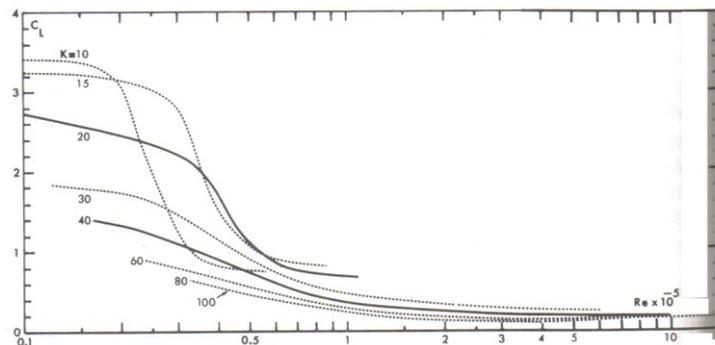


Fig. 4.27

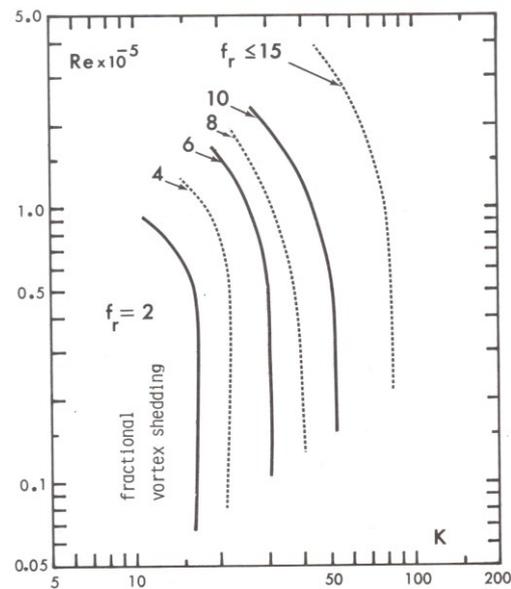


Fig. 4.28

Da ultimo la Fig. 4.29 mostra la variazione dei coefficienti  $C_M$  e  $C_D$  in presenza di rugosità superficiale.

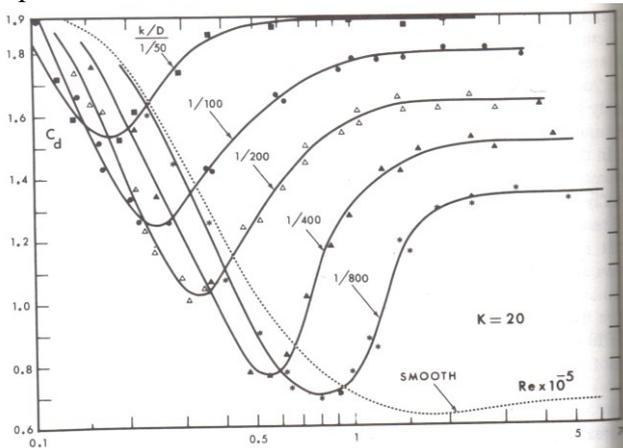


Fig. 3.28a.  $C_d$  versus  $Re$  for rough cylinders,  $K = 20$  (Sarpkaya 1976b).

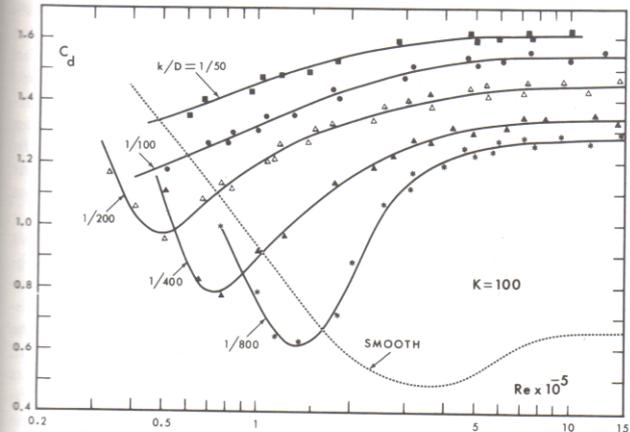


Fig. 3.29a.  $C_d$  versus  $Re$  for rough cylinders,  $K = 100$  (Sarpkaya 1976b).

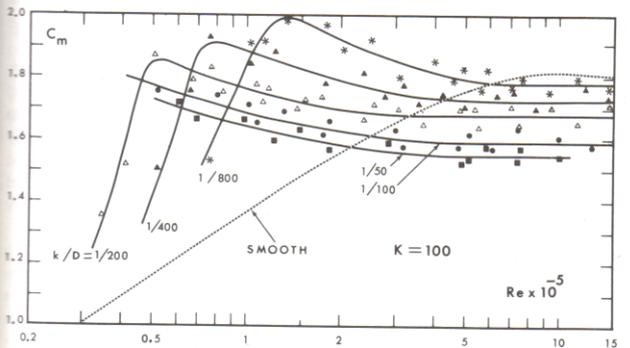
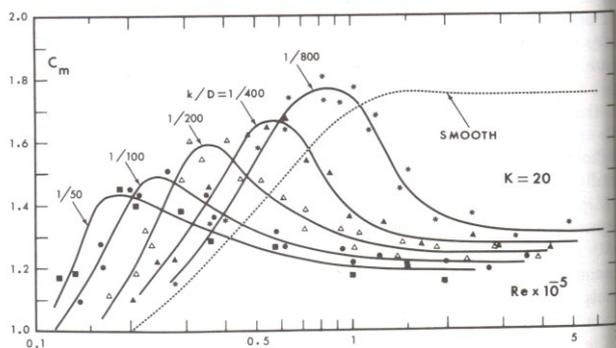


Fig. 4.29

Le differenze di risultati ottenuti dai vari ricercatori sulle forze sul cilindro in flusso omogeneo alternato sono dovute a varie cause. Possono essere in parte dovute all'apparato sperimentale. Keulegan e Carpenter hanno utilizzato un vasca chiusa eccitata a produrre un'onda stazionaria del primo modo con cilindro posizionato sotto al nodo. Sarpkaya invece ha utilizzato la canaletta ad U con risultati probabilmente migliori e soprattutto più controllati dal punto di vista del flusso incidente infatti la stessa determinazione di  $C_M$  e  $C_D$  a partire da  $F$  può nascondere delle ambiguità sui valori della velocità del flusso (misurati senza cilindro o assunti dalla teoria lineare). Trattandosi poi di valori di  $C_M$  e  $C_D$  medi sul ciclo, il metodo col quale sono derivati può introdurre ulteriori approssimazioni.

Infine è da aggiungere che la consistenza fisica della decomposizione della forza con il metodo di Morison è ancora da dimostrare, ma ad ogni modo in mancanza di un metodo più robusto i risultati sono ingegneristicamente applicabili. Dunque nel caso si utilizzi l'equazione di Morison come metodo di calcolo delle forze su una struttura interessata da un treno ondoso, il problema fondamentale risiede nella conoscenza dei coefficienti  $C_M$  e  $C_D$ . Teoricamente si è visto che trascurando l'influenza della superficie libera, il coefficiente  $C_M$  può essere calcolato con l'adozione

di flussi non viscosi. L'influenza della viscosità sul  $C_M$  è nota solo nei casi in cui sono state fatte prove sperimentali che generalmente interessano geometrie semplici. L'uso del  $C_M$  ottenuto da flussi non viscosi va in linea di principio limitato ai bassi valori di  $KC$ . Per tutti gli altri casi è necessaria la sperimentazione. Analogamente per il  $C_D$  ci sono delle soluzioni analitiche approssimate solo per casi di geometrie semplici (cilindri circolari) e flusso incidente omogeneo, ad es:

$$C_D = \frac{3\pi^2}{2KC} \cdot \left[ (\pi\beta)^{-\frac{1}{2}} + (\pi\beta)^{-1} - \frac{1}{4} \cdot (\pi\beta)^{-\frac{3}{2}} \right] \quad \text{con} \quad \beta = \frac{\text{Re}}{KC} = \frac{D^2}{\nu \cdot T}$$

Nel caso di flusso orbitale (*Chaplin*), l'influenza della struttura sulle traiettorie delle particelle nel flusso indisturbato si sente anche sul  $C_M$ . Chaplin ha proposto una formulazione semplificata basata sul fitting rispetto ai suoi dati sperimentali

$$C_M = 2 - 0.21 \cdot KC^2 \quad \text{per} \quad KC < 2 \quad \text{con} \quad \text{Re} \cong 10^4$$

Clauss nel 1992 suggerì i valori per i coefficienti di Morison riportati nella tabella in Fig. 4.30 in funzione del numero di Reynolds e del numero di Keulegan-Carpenter.

	$Re < 10^5$		$Re > 10^5$	
$KC$	$C_D$	$C_M$	$C_D$	$C_M$
$< 10$	1.2	2.0	0.6	2.0
$\geq 10$	1.2	1.5	0.6	1.5

Fig. 4.30 - Valori dei coefficienti secondo Clauss

Numerose sono state le pubblicazioni per la valutazione di valori appropriati per  $C_D$  e  $C_M$  ma quelli maggiormente accettati per il caso del cerchio sono proposti dal DNV - *Det Norske Veritas* - (Fig.4.31), dall'API -*American Petroleum Institute* - e dalla SNAME (Fig. 4.32).

Dai dati a disposizione si può notare che:

- Per bassi valori di  $KC$ , il coefficiente d'inerzia  $C_M$  è abbastanza simile al suo valore teorico di 2 mentre  $C_D$  resta costante per  $KC < 10$  e poi calare con  $KC$ .
- I valori di  $C_D$  diventano bassi quando  $\beta$  cresce mentre per  $C_M$  aumenta con  $\beta$ .

- Un paragone tra le curve degli esperimenti di Sarpkaya e del DNV mostra una discrepanza dei valori dei coefficienti da scegliere.
- La curva del DNV (Fig. 4.31) include gli effetti della rugosità dovuta alla crescita di organismi marini soprattutto vicino la superficie libera.
- L'API e la SNAME (Fig. 4.32) non tengono conto del numero KC.

In generale si è notato un accordo tra tutti i valori nel predire che la rugosità può incrementare del 40% il coefficiente di drag. In molti casi accade che la sovrastima di un coefficiente è compensata dalla sottostima dell'altro.

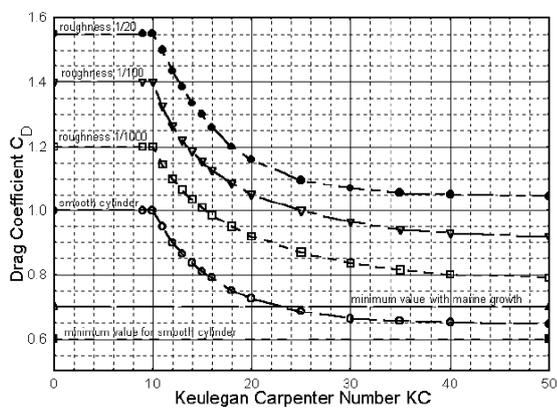
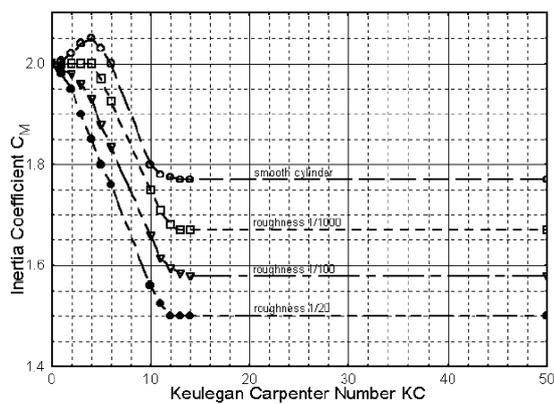


Fig. 4.31 - Valori dei coefficienti suggeriti dal DNV

	Smooth		Rough	
	$C_D$	$C_M$	$C_D$	$C_M$
API	0.65	1.6	1.05	1.2
SNAME	0.65	2.0	1.0	1.8

Fig. 4.32: - Valori suggeriti da API e SNAME

#### 4.4 II MODELLO DI MORISON PER IL CALCOLO DELLE FORZE D'ONDA IN MARE REGOLARE ED IRREGOLARE SU UN STRUTTURA RETICOLARE COMPOSTA DA ELEMENTI SOTTILI

Per un cilindro di lunghezza  $L$  e diametro  $D$ , assumendo che sia  $x$  la coordinata lungo l'asse del cilindro, con cilindro investito da un flusso non-stazionario indisturbato di velocità  $U(x,t)$  ed accelerazione nella forma  $\frac{dU(x,t)}{dt}$ , nel caso in cui l'interazione fluido-struttura sia dominata da effetti inerziali e viscosi (alti numeri di KC) e che la diffrazione sia poco importante, il modello di Morison fornisce la seguente forza

$$F(t) = \int_0^L \left[ C_M(x) \rho \frac{\pi D(x)^2}{4} \frac{dU(x,t)}{dt} + C_D(x) \frac{1}{2} \rho D(x) U(x,t) |U(x,t)| \right] dx$$

Nel caso di mare regolare, per la velocità  $U(x,t)$  e per l'accelerazione  $\frac{dU(x,t)}{dt}$  si utilizza il modello di Airy (con tutte le note limitazioni del caso).

Nel caso di mare irregolare, per la velocità  $U(x,t)$  e per l'accelerazione  $\frac{dU(x,t)}{dt}$  si utilizza la sommatoria delle componenti spettrali fornite dal modello di Airy (anche in questo caso con tutte le note limitazioni).