

# CAMPOS DE ASCENDENCIA UTILIZABLES PARA EL VUELO A VELA

## ASCENDENCIA CONVECTIVA SIMPLE (TÉRMICA)

Por José María Jansá Guardiola.

Que las nubes llamadas cúmulos se engendran en la parte superior de una corriente ascendente de aire caliente, lo saben los meteorólogos desde hace muchos años; pero que esta corriente sea de intensidad suficiente para sostener un velero, que existan otras corrientes invisibles de intensidad comparable debidas a la misma causa, y sobre todo que la llamada pequeña convección y las primeras fases de la gran convección obedezcan a una modalidad especial, por burbujas o pompas ascendentes, son descubrimientos que los meteorólogos les deben a los pilotos de velero. Los meteorólogos deben devolverles el servicio esforzándose por ahondar en la teoría de los fenómenos descubiertos hasta lograr explicarlos en todos sus detalles y prever otros, si es posible.

En términos generales el hecho ha sido descrito muchas veces, y consiste en lo siguiente: Ciertas zonas limitadas del suelo, a consecuencia de su naturaleza especial, se calientan más intensamente que el resto; el aire situado inmediatamente encima se calienta, formándose una verdadera superficie de discontinuidad que lo separa del aire inmediato más frío; es decir, se forma una *gota* de aire caliente sumergida en el seno de la atmósfera y descansando sobre el suelo. Esta gota se va hinchando, y cuando ha adquirido volumen suficiente se desprende del suelo y emprende su ascensión, empujada por la fuerza de Arquímedes. Por razón de simetría tiende a tomar forma esférica, y a consecuencia de la disminución de la presión exterior sigue aumentando de volumen; durante la primera fase, la dilatación se verifica con aumento de temperatura, gracias al calor suministrado por el suelo; pero a partir del momento de romperse el contacto con éste empieza el enfriamiento de la burbuja, pues el fenómeno de la expansión gaseosa trae consigo dicho enfriamiento, que entonces

carece de compensación; a cierta altura la temperatura interior se hará igual a la exterior, con lo cual desaparecerá la discontinuidad de la superficie límite, y quedará desvanecida la burbuja. Además, el movimiento de subida, que había empezado siendo acelerado, se hace después uniforme y luego retardado, de tal modo que al desaparecer la discontinuidad térmica ha cesado también el movimiento ascendente, y la individualidad de la burbuja deja de poder reconocerse por ninguna particularidad física ni cinemática.

Una burbuja de aire caliente en pleno movimiento ascendente funciona en condiciones muy parecidas a las de un globo aerostático. Ahora bien: si suponemos un planeador metido dentro de un inmenso globo que se eleva, podrá describir en su interior una trayectoria helicoidal descendente, pero avión y trayectoria en una *pieza* serán transportados hacia arriba por el globo, de tal manera que si la velocidad ascensional del globo es superior a la velocidad de caída del aparato, éste resultará remontado. Esto durará hasta que el velero llegue al borde inferior de la burbuja y se salga de ella, empezando su descenso planeado ordinario a través de la atmósfera ambiente en reposo. El vuelo térmico es, pues, una combinación de la aviación propiamente dicha con la aerostación; se trata de un avión llevado en globo, utilizándose como tal los magníficos globos naturales que la Naturaleza nos brinda gratuitamente siempre que las condiciones de la atmósfera y las circunstancias del suelo son apropiadas (fig. 1).

Como suele ocurrir que de un mismo punto de la Tierra se va desprendiendo sucesivamente todo un rosario de burbujas parecidas, resulta ordinariamente que un mismo velero las pueda aprovechar una después de otra, dejándose caer de cada una a la siguiente.

La teoría del cuentagotas se aplica con sorprendente precisión a este proceso. Es sabido que la gota se mantiene adherida al cuentagotas mientras su peso puede ser vencido por su propia tensión superficial, y se desprende en cuanto la primera fuerza supera a la segunda. La tensión superficial actúa sobre el borde del cuentagotas como si la gota estuviese encerrada dentro de un saco elástico pendiente de dicho borde, y su resultante, que se expresa multiplicando la constante capilar del líquido por el perímetro de dicho borde, permanece, por consiguiente constante. El peso, por el contrario, crece con el tamaño de la gota; es decir,

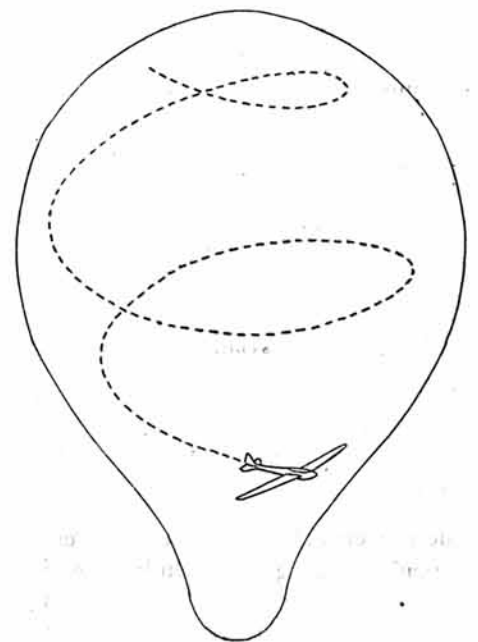


Fig. 1.

el saco se va cargando de modo continuo hasta que no puede sostenerse y cae. Así vemos un fenómeno determinado por causas permanentes y constantes, cual es la fluxión de un líquido por un agujero, que parece natural debiera producirse con carácter de continuidad, volverse rítmico, con interrupciones periódicas; todas las gotas son idénticas, brotan a intervalos iguales y mantienen durante su caída el más perfecto orden. Análogamente, la pompa de aire caliente que se forma por encima de aquellos puntos recalentados del terreno, que se alimenta de un flujo continuo exterior, que va engrosándose poco a poco, se encuentra sometida por un lado al empuje de Arquímedes, que viene a ser como un peso negativo, y por otro, a su propia tensión superficial, pues habiéndose diferenciado físicamente lo suficiente del resto del aire ambiente, su límite se ha convertido en una verdadera superficie de discontinuidad, que actúa como membrana elástica en la misma forma que la superficie libre de una gota líquida. Cuando esta fuerza resulta insuficiente para contrarrestar la primera, la pompa se desprende y cae hacia arriba. Los lugares del terreno capaces de adquirir temperatura superior a la del resto, sobre todo si son de pequeña extensión y limitados por un contorno bien definido, al atravesar el cual el salto térmico sea brusco y sensible, vienen a ser como bocas de otros tantos cuentagotas: el aire caliente, como si brotase del suelo, se va vertiendo por este mecanismo gota a gota en la atmósfera. El volumen de cada gota depende del diámetro del *cuentagotas* donde nazca y del salto inicial de temperatura.

\*\*\*

Si se quiere examinar más de cerca el mecanismo íntimo de la subida de la burbuja gaseosa, debe hacerse uso del principio de circulación de Bjerknes. Este principio es una simple consecuencia matemática de las ecuaciones fundamentales de la Hidrodinámica, y puede hacerse bastante intuitivo mediante algunas sencillas consideraciones. Si el estado de un fluido es tal que las superficies de igual densidad, en vez de ser planas y horizontales, como exigen las condiciones de equilibrio, fuesen inclinadas, como indica la figura 2, deberá producirse un desplazamiento que tiende a llevar las capas más ligeras hacia arriba y las más pesadas hacia abajo, engendrándose una especie de torbellino en el sentido indicado por las flechas. En realidad, las partículas del fluido no están sometidas solamente a la fuerza de la gravedad, sino también al gradiente de presión, que tiende a empujarlas en el sentido de las presiones decrecientes; pero esta fuerza no hace falta tenerla en cuenta cuando se consideran partículas de volumen invariable que describen un circuito cerrado, pues siendo dicha fuerza del gradiente proporcional, no a la masa sino al volumen, la compensación es perfecta y la fuerza del gradiente no trabaja; téngase en cuenta que para mantener la invariancia del volumen deberá considerarse que la partícula pierde masa al dilatarse y la gana al contraerse, y que tales fluctuaciones obe-

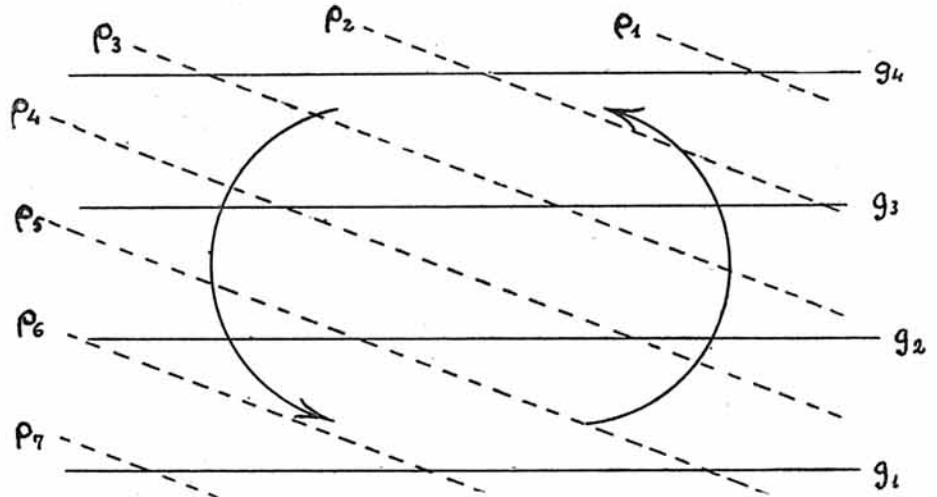


Fig. 2.

decen a las variaciones de la presión exterior. Estas mismas consideraciones pueden enfocarse también desde otro punto de vista, que si parece algo menos intuitivo, resulta muchas veces más cómodo: En vez de considerar superficies de igual densidad y superficies horizontales (de igual potencial gravitatorio), pueden considerarse superficies de igual volumen específico y superficies isobáricas. Ya hemos dicho que el gradiente de presión actúa sobre las partículas fluidas como una fuerza dirigida de las altas hacia las bajas presiones, a semejanza de la fuerza de la gravedad, que viene a ser el gradiente del potencial gravitatorio, sin más diferencia esencial que la primera, como también hemos dicho, actúa proporcionalmente al volumen, mientras que la segunda lo hace proporcionalmente a la masa, además de la diferencia accidental que el sentido de la gravedad está dirigido hacia los potenciales crecientes. Pues bien: si se considera el estado de un fluido representado por el esquema de la figura 3, en la cual las líneas horizontales representan las superficies isobáricas y las inclinadas las superficies de igual volumen específico, se compren-

derá en seguida que no puede haber equilibrio porque un mismo gradiente producirá más efecto sobre una partícula ligera que sobre una pesada, debiendo producirse por eso un desplazamiento que tienda a ordenar las capas más dilatadas hacia las bajas presiones y las más comprimidas hacia las altas, engendrándose una especie de torbellino en el sentido indicado por las flechas. Ahora, es la fuerza de la gravedad la que queda excluida, debido a que ella actúa sobre la masa, que ahora se considera constante; téngase en cuenta que para mantener la constancia de la masa deberán admitirse variaciones de volumen en la partícula que se mueve.

Más concretamente: cuando las superficies isobáricas y equisustanciales (de igual densidad o de igual volumen específico) no son paralelas entre sí ni con las superficies equipotenciales del campo gravitatorio, nace en el fluido una aceleración que tiende a establecer dicho paralelismo por el camino más corto, de tal manera que la circulación de dicha aceleración a lo largo de una curva cerrada resulta proporcional al número de celdillas tubulares (solenoides), determina-

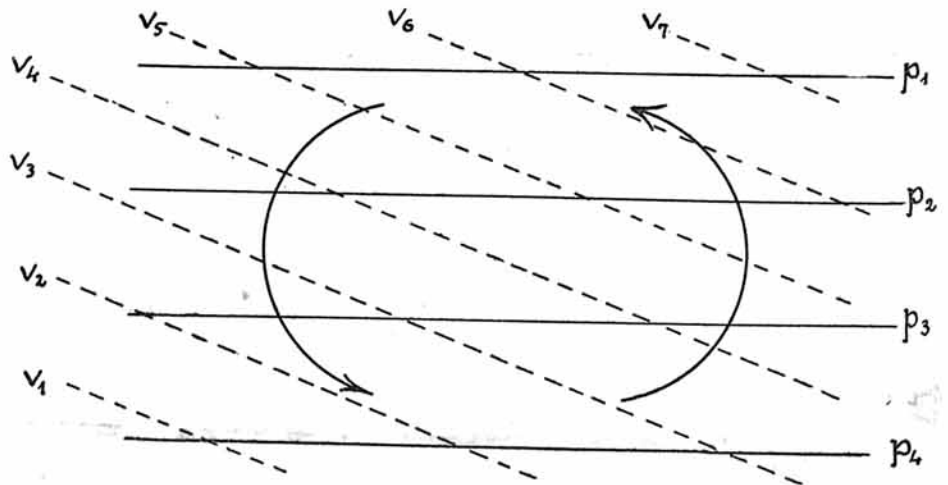


Fig. 3.

dos bien por la intersección de las superficies isopíneas (de igual densidad) con las equipotenciales, o bien por la de las superficies isósteras (de igual volumen específico) con las isobáricas. De aquí resulta que aquellas regiones de un fluido donde se acumulan gran cantidad de solenoides serán, por así decirlo, nidos de torbellino. Consideremos en particular una superficie de discontinuidad como la que separa las burbujas de aire caliente de la atmósfera ambiente. Debe tenerse presente que en la Naturaleza no existen verdaderas discontinuidades matemáticas, y que las superficies así llamadas son en realidad capas de transición, en las cuales las propiedades físicas, y la densidad en particular, varían rápidamente. Si admitimos como primera aproximación que no existe discontinuidad de presión ni refracción de las isóbaras, podrán representarse las condiciones del fluido en las proximidades de una de dichas superficies de discontinuidad por el esquema de la figura 4. No hay solenoides sino dentro de la capa de transición, y, por consiguiente, en ella quedan localizadas todas las aceleraciones circulatorias, conforme indican las flechas.

Hagamos ahora aplicación de estos principios al caso que nos interesa. La figura 5 representa las fases sucesivas de desarrollo de una burbuja de aire caliente antes de desprenderse del suelo. Es de observar que el principio de Arquímedes no es aplicable en este caso. El empuje vertical a que se refiere el principio de Arquímedes produce la elevación de la burbuja una vez desprendida; pero es incapaz de romper el contacto con el suelo, no porque sea insuficiente para vencer la adherencia, sino, sencillamente, porque no existe. Se sabe, en efecto, que el citado empuje no es más que la resultante de las fuerzas exteriores de presión que se ejercen sobre toda la superficie del cuerpo sumergido; si hay verdadero contacto entre el suelo y la burbuja, dicha presión falta en el círculo de contacto, y la resultante total, en vez de estar dirigida hacia arriba, lo estará más bien hacia abajo. Para que pudiera

aplicarse el principio de Arquímedes entre la burbuja y el suelo debería intercalarse una película, por delgada que fuese, del fluido fundamental. Las tres fuerzas que actúan entonces sobre la burbuja en formación (peso, adherencia y presión exterior) concuerdan entre sí y tienden a aplastarla contra el fondo, en vez de ponerla en libertad. Lo mismo ocurre en el caso de un líquido que aprisione una burbujita gaseosa adherida al fondo de la vasija; a pesar de ser la burbuja muchísimo más ligera que el líquido, permanece pegada al fondo y no se desprende hasta que las condiciones del sistema hayan cambiado, por ejemplo, con una aportación extraña de calor y consiguiendo dilatación de la burbuja.

Si ahora atendemos a los fenómenos que se verifican en la película límite de la burbuja, resulta que por ser allí muy rápido el cambio de densidad, aunque la presión fuese casi uniforme, se acumularían gran número de solenoides y sería aplicable el principio de circulación; es decir, que en cada punto de dicha película nace un torbellino elemental, cuyo sentido de circulación está indicado en la figura 6. Todos los torbellinos que se encuentran en un mismo paralelo constituyen un torbellino anular, cuyo eje es dicho paralelo; torbellino análogo al que forman los conocidos anillos de humo. Integrando todos estos torbellinos elementales se obtiene una aceleración tangencial que tiende a hacer deslizar el aire frío exterior hacia abajo y el aire caliente interior hacia arriba, como se representa en la figura 7. La resultante de todas estas aceleraciones, por razones de simetría, será una aceleración vertical ascendente, aplicada a un punto central de la burbuja, favorecida además por las aceleraciones descendentes de la masa exterior. Como esta aceleración crece con la superficie de la burbuja, mientras que la adherencia permanece constante y el peso casi, también, llegará un momento en que la primera podrá contrarrestar el efecto de estas dos fuerzas, y podrá iniciarse el ascenso. El peso de la burbuja crece con relativa lentitud por la forma

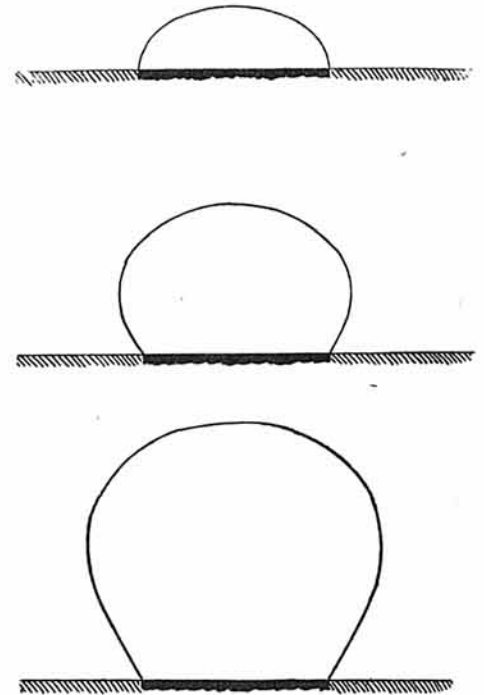


Fig. 5.

de desarrollarse el proceso. En el caso de la burbuja gaseosa encerrada en el seno del líquido, el aumento de masa que experimenta al calentarse se debe solamente al vapor producido, que se mezcla con el aire de la burbuja. En el caso de la burbuja gaseosa encerrada en atmósfera también gaseosa, el aumento de masa será debido a la incorporación de par-

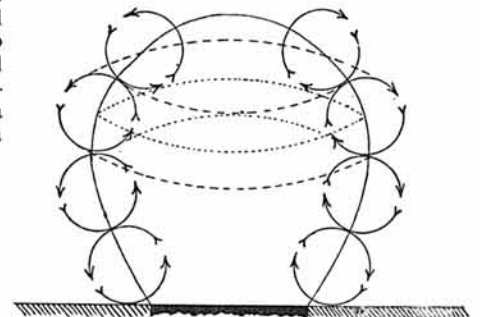


Fig. 6.

tículas de aire exterior, que después de adquirir la temperatura conveniente van a nutrir la burbuja. En las primeras fases del desarrollo este fenómeno será bastante activo, pues el nacimiento de la burbuja tiene lugar, naturalmente, a expensas del aire ambiente; pero cuando por la interposición de la misma burbuja de volumen creciente el foco calorífico del suelo queda, por así decirlo, aislado de la atmósfera, entonces las nuevas aportaciones de calor que de dicho foco proceden deberán emplearse preferentemente en la dilatación de la burbuja, que se verificará ya sin nuevo incremento de

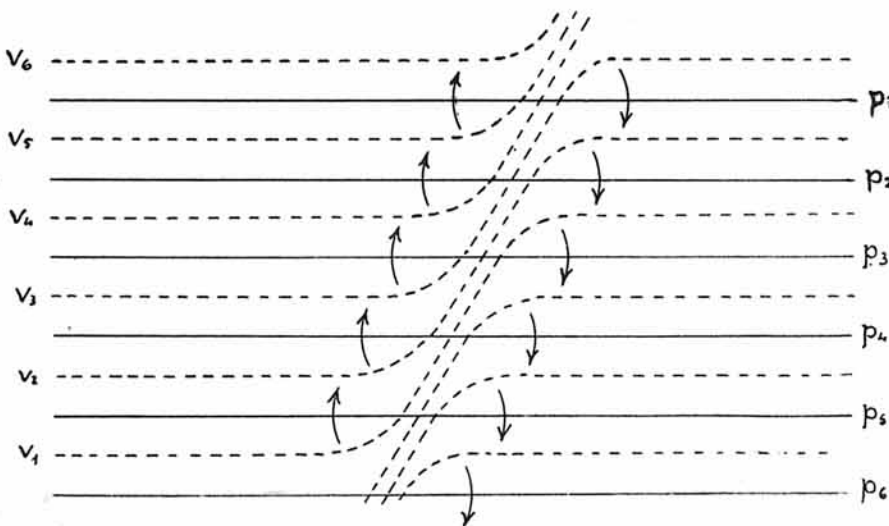


Fig. 4.



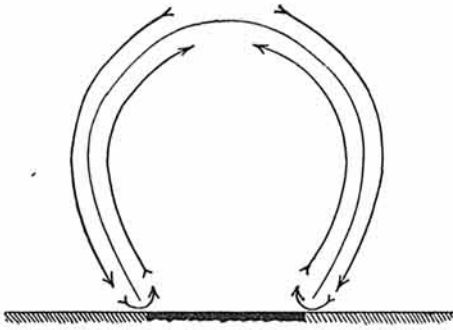


Fig. 7.

masa. Por otra parte, también hay que tener en cuenta que la burbuja al crecer tiende a tomar figura esférica, con lo cual aparecen fuerzas de presión con una componente ascendente, con lo cual la resultante total de las presiones, dirigida en sentido descendente, irá disminuyendo, e incluso podrá invertirse, aunque sin llegar nunca a valer lo que le asigna el principio de Arquímedes, mientras subsista una área de contacto con el suelo, por pequeña que sea. Además, volviendo a las figuras 6 y 7, se observará que las ramas transversales de los torbellinos se anulan en todo punto de la superficie por coincidir la rama entrante de uno de ellos con la saliente del contiguo, por cuya razón no se observa aceleración transversal ninguna; pero esta compensación falta cuando se consideran los puntos del borde inferior; la rama entrante del torbellino en estos puntos pasa tangencialmente al suelo y no queda contrarrestada por nada; en el borde de contacto de la burbuja con el suelo se presentan, pues, aceleraciones centripetas que tienden a arrancar la burbuja del suelo actuando a modo de uñas. En resumen: las fuerzas que se oponen al despegue son: el peso de la burbuja, que crece hasta llegar a cierto límite, a partir del cual permanece sensiblemente constante, y la adherencia, que depende de la extensión del contacto, o sea del área recalentada, y puede considerarse como prácticamente constante; las que ayudan al despegue son: la resultante de los torbellinos superficiales y las componentes centripetas del torbellino anular arrollado al borde inferior de la burbuja. La resultante de la presión, que empieza siendo contraria al despegue y lo es mientras la superficie límite vuelve por completo su concavidad hacia el suelo, se invierte y puede llegar a favorecerlo cuando la porción de superficie libre que vuelve su convexidad hacia el suelo, llega a ser suficientemente extensa.

Para formarnos idea del orden de magnitud de las velocidades que pueden desarrollarse, vamos a calcular un sencillo ejemplo numérico. Supongamos que la presión en el suelo sea de 1.000 mbs. y que la burbuja alcanza hasta la altura correspondiente a los 990 mbs., o sea unos cien metros. Supongamos, además, que la temperatura media de la burbuja difiere en 1° C. de la del estrato del aire exterior limitado por dicha altura. Si consideramos un circuito formado por el eje

de la burbuja, una paralela al mismo trazada fuera de ella y dos rectas horizontales uniendo sus extremos, el número de solenoides unitarios englobados dentro de tal circuito, según la tabla dada por Bjerknæs (1), es de 2,5, que representa al cabo de diez minutos una aceleración de 1.500 m<sup>2</sup>:s. Si se tiene en cuenta que todos los solenoides están concentrados a lo largo del perfil de la sección vertical de la burbuja que debe computarse como doble (de ascenso por dentro y de descenso por fuera), cuyo desarrollo, suponiéndola circular, alcanza la longitud de unos 314 metros, resultará una velocidad del orden de los cinco metros por segundo. Si el desprendimiento se produce en el momento de alcanzar la circulación este valor, resultará que de una pequeña área capaz de calentar el aire 1° sobre la temperatura de la atmósfera ambiente, podrán surgir a intervalos regulares de diez minutos pompas de 100 metros de diámetro con una velocidad ascensional de cinco metros por segundo.

\* \* \*

Una vez que la pompa se ha desligado del suelo prosigue su ascensión. A partir de este momento puede simplificarse mucho la teoría del movimiento, el cual se hace adiabático; además cesa la acción de la adherencia y se simplifica la de la presión, que por afectar ahora a una superficie cerrada resulta ya representable por el impulso de Arquímedes. El problema queda reducido, pues, a la subida de un globo libre, aunque sin envoltura. La fuerza ascensional podrá expresarse por la fórmula  $V \cdot (\rho - \rho')$ , siendo  $V$  el volumen de la burbuja;  $\rho$ ,  $\rho'$ , las densidades del aire exterior e interior, respectivamente. A medida que la burbuja se eleva encuentra capas de menor presión, menor temperatura y menor densidad. El aire interior se amolda automáticamente a las nuevas circunstancias sin que para ello tenga que vencer ninguna resistencia de la envoltura, que, como ya hemos dicho, no existe. La única condición permanente que fija el desarrollo de los fenómenos es que la presión interior debe permanecer constantemente igual a la exterior. Suponiendo que la estratificación de la atmósfera sea politrópica, es decir, con gradiente térmico constante, la densidad  $\rho$  en función de la altura será de la forma

$$\rho = k \cdot (\theta_0 - \alpha h)^m,$$

(1) "Physikalische Hydrodynamik". — Berlín, 1933, página 775.

siendo  $k$  y  $m$  constantes,  $\theta_0$  la temperatura junto al suelo y  $\alpha$  el gradiente térmico vertical. Recordando ahora que la evolución de la masa ascendente, por ser adiabática también es politrópica, el valor de su densidad en función de la altura vendrá dada por una ecuación del mismo tipo con otros valores de las constantes

$$\rho' = k' (\theta'_0 - \alpha' h)^{m'}.$$

El impulso cesa cuando  $\rho' = \rho$ . La altura correspondiente se determina con facilidad haciendo uso de un diagrama termodinámico. Si nos contentamos con resultados generales que nos den idea suficiente de su orden de magnitud, el problema se simplifica. En la tabla siguiente suponemos que el gradiente efectivo es constante y que la masa ascendente sufre el enfriamiento adiabático equivalente a 1° por 100 metros. El gradiente térmico del aire en reposo se designa por  $\gamma$ , y la diferencia inicial de temperatura, por  $\Delta \theta$ . En vez de la temperatura verdadera hay que usar la virtual, y debe suponerse que durante todo el proceso no ocurren fenómenos de condensación:

Renunciamos a describir los caracteres generales del movimiento, que no difiere esencialmente, como ya hemos hecho notar, del que adquiere un globo con cubierta infinitamente elástica.

En cambio, interesa llamar la atención sobre algunas características menos conocidas y que no dejan de tener cierta importancia para nuestro objeto.

En primer lugar, aunque la burbuja no se distingue del resto del aire sino por diferencias de temperatura y densidad, su progresión no puede interpretarse como una propagación de estado físico, sino como un desplazamiento efectivo de materia. Para hacerle paso, las partículas que se encuentran por encima de ella deberán ser desplazadas, mientras que dejando tras de sí un vacío, las que se encuentran debajo serán como aspiradas. Las líneas de corriente de estos movimientos inducidos por la traslación del globo sobre el medio ambiente, mientras el régimen permanezca irrotacional, son semejantes en cada instante a las líneas de fuerza de un campo electrostático inherente a un cuerpo dieléctrico de la misma forma y dimensiones que la burbuja que se encuentre en estado de polarización, o al campo magnético creado por un imán esférico, puesto que el potencial de velocidades en el primer caso y los potenciales electrostático o magnetostático en los otros, satisfacen ecuaciones de la misma forma. En realidad, el vector similar del vector *velocidad* no es

$\Delta \theta$	ALTURA MÁXIMA ALCANZABLE						
	0,5°	1°	1,5°	2°	3°	4°	5°
0,5°	100	200	300	400	600	800	1.000
0,6°	125	250	375	500	750	1.000	1.250
0,7°	166	333	500	666	1.000	1.333	1.666
0,8°	250	500	750	1.000	1.500	2.000	2.500
0,9°	500	1.000	1.500	2.000	3.000	4.000	5.000

en este caso el vector *campo*, sino el vector *excitación* eléctrica o *inducción* magnética, mientras que al vector *campo* corresponde el vector *cantidad de movimiento*. Sin embargo, como en los medios homogéneos, es decir, fuera de los cuerpos activos, los vectores campo eléctrico y excitación eléctrica o campo magnético e inducción magnética coinciden en dirección y sus intensidades son proporcionales, y lo mismo ocurre entre el vector velocidad y el vector cantidad de movimiento, no habrá inconveniente en considerar las líneas de fuerza en lugar de las líneas de inducción siempre que no se persigan más que resultados cualitativos. La figura 8, tomada del electromagnetismo, representa, pues, al mismo tiempo el espectro aerodinámico del campo de corrientes provocado por la traslación de una esfera rígida en el seno de un fluido incompresible, supuesto inicialmente en reposo. Ella denota la circulación del aire alrededor del globo en sus inmediaciones, referida a un sistema de coordenadas *fijo en la atmósfera*. Como se ve, esta imagen difiere considerablemente de la que suele darse para representar el mismo fenómeno (fig. 9); pero hay que tener en cuenta que esta última está referida a un sistema de coordenadas *fijo en el*

*globo*. Cuando se trata de calcular las presiones ejercidas por el fluido sobre el cuerpo móvil, como ocurre ordinariamente en Aerotecnia, hay que partir de este último sistema de referencia, mientras que tratándose en nuestro caso de precisar ascendencias, o sea movimientos con relación al suelo, debe emplearse el primero.

El espectro aerodinámico de la figura 8 acompaña al móvil en su traslación, de tal modo que sus líneas, que se desplazan como si estuvieran rígidamente enlazadas con él, representan solamente líneas instantáneas de corriente, pero no trayectorias; las trayectorias de las partículas son curvas en bucle tanto más amplio cuanto más cerca de la trayectoria del cuerpo estuviere su posición de reposo; la partícula recorre la parte retrógrada de su trayectoria cuando el cuerpo pasa a su mínima distancia de ella. En cambio, las líneas de la figura 10 representan a la vez líneas de corriente y trayectorias, pues el régimen referido al cuerpo es permanente.

Hasta ahora hemos despreciado el efecto de la dilatación; pero la verdad es que la burbuja, mientras sube, también se dilata. Si esta dilatación se verificase sola provocaría en el medio ambiente un cam-

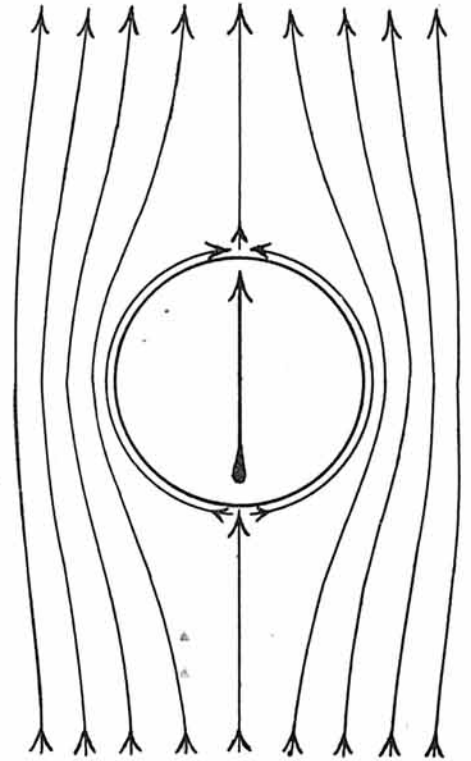


Fig. 9.

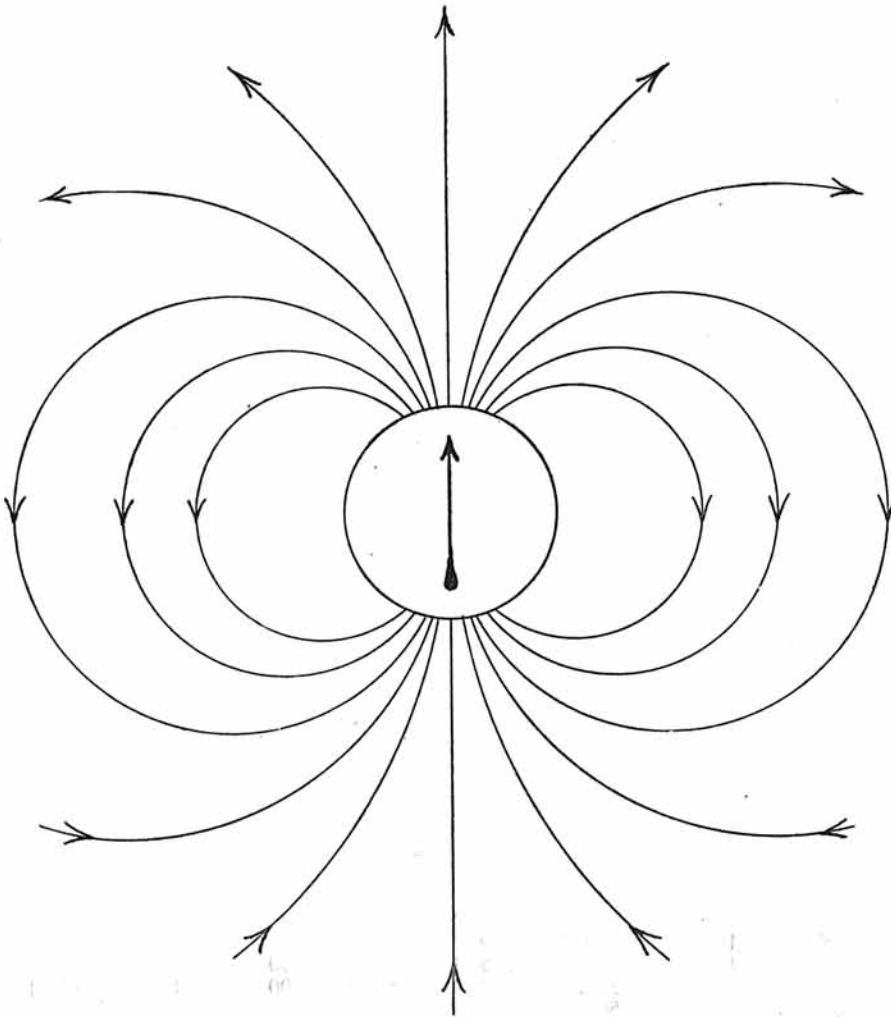


Fig. 8.

po radial de corrientes centrífugas, enteramente semejante al campo electrostático de un conductor electrizado positivamente, pues a consecuencia de la conservación de la cantidad de movimiento, la velocidad inducida debe disminuir en razón inversa del cuadrado de la distancia. Superponiendo este nuevo campo al anterior, llegamos a la imagen definitiva del régimen del corrientes provocadas sobre el medio ambiente libre (figura 11). Comparando esta figura con la 8 se observa que la deformación afecta principalmente a la región inferior, donde los efectos de la traslación y de la dilatación se oponen, apareciendo por esto a cierta distancia debajo del globo un punto neutro donde la velocidad se anula y debajo del cual se invierte. A primera vista sorprende esta inversión del sentido de la velocidad inducida; pero hay que considerar que el campo inducido eficaz se extiende hasta muy corta distancia de la esfera y con seguridad deja ya de ser prácticamente sensible muy por encima del punto neutro. En efecto, dentro de cada tubo de líneas de corriente el flujo de la velocidad (más correctamente: de cantidad de movimiento) es constante; por consiguiente, si los tubos son cónicos (como lo son los que corresponden al campo parcial debido a la dilatación), la velocidad inducida disminuye, como hemos dicho, según la ley del cuadrado de la distancia; pero los de la figura 8, correspondientes a la traslación pura, y más todavía los de la figura 11, tienen perfil de trompa y la conservación del flujo dentro de ellos exige que la intensidad del vector disminuya más rápidamente de lo que indica la ley del cuadrado. A gran distancia el efecto de

la traslación será despreciable en comparación con el de la dilatación; el punto neutro indicará la distancia a partir de la cual empieza este efecto a ser preponderante, si bien ambos son insignificantes cuantitativamente.

El campo de ascendencia de origen térmico que acabamos de estudiar no está, pues, teóricamente limitado al interior de la burbuja, sino que se extiende también a su vecindad inmediata, sobre todo por su parte superior e inferior, pues lateralmente se encuentra rodeado de un anillo de corrientes descendentes. Esto hace que la transición de la región exterior a la interior sea todavía menos brusca y que dinámicamente resulte imposible reconocer la discontinuidad. Por eso la forma de la burbuja, que, según la teoría, debe ser casi esférica, nos la describen como ovalada los más experimentados pilotos del vuelo a vela.

\* \* \*

La velocidad inicial de las burbujas es proporcional a  $\frac{\theta' - \theta}{\theta}$ , siendo  $\theta'$  y  $\theta$  las temperaturas absolutas (virtuales) del aire interior y exterior, respectiva-

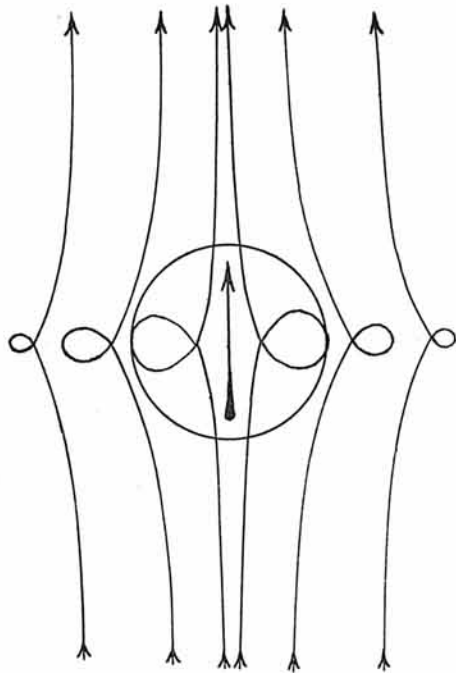


Fig. 10.

mente, que sin mucho error pueden sustituirse por las del suelo. Como se ve, es independiente del tamaño de las mismas. Durante la mañana las dos temperaturas crecen, pero  $\theta'$  lo hace más rápidamente. Suponiendo, para fijar las ideas, que a la salida del sol sean ambas iguales y que siguen luego una ley sinusoidal, la expresión anterior tomará la forma

$$\frac{(\theta'_m - \theta_m) \text{ sen } \frac{\pi}{D} t}{\theta_o + (\theta_m - \theta_o) \text{ sen } \frac{\pi}{D} t}$$

siendo  $\theta'_m$  y  $\theta_m$  los valores máximos,  $\theta_o$  el valor común a la salida del sol y  $D$  la duración del día natural. Esta expresión empieza siendo nula a la salida del sol ( $t=0$ ), crece durante la mañana, se hace máxima a mediodía ( $t=D:2$ ) y decrece simétricamente por la tarde; es decir, que la velocidad ascensional de las burbujas que se van desprendiendo sucesivamente durante la mañana de un mismo punto va siendo cada vez mayor. En cambio, como la aceleración de la circulación a través de la capa límite crece con la diferencia de temperatura y es ella el factor decisivo para el desprendimiento de cada burbuja, éstas irán siendo más pequeñas cuanto más fácil sea de arrancarlas, o sea, a medida que avanza la mañana. Como, por otra parte, la cantidad de aire al cual hay que dar salida aumenta en vez de disminuir, el ritmo de la producción deberá acelerarse. En resumen: las primeras burbujas son grandes, lentas y distanciadadas; las últimas son pequeñas, rápidas y frecuentes. A lo largo de la chimenea vertical constituida sobre cada comarca recalentada se persiguen un rosario de burbujas; las posteriores, más veloces, podrán llegar a alcanzar a las que las precedieron y fundirse con ellas, hasta que llegará un momento en que todas habrán perdido su individualidad y se habrá cebado un tiro continuo, una elevación en masa. El régimen habrá cambiado por completo. Además, los *nidos* de burbujas van siendo más numerosos a medida que el suelo se calienta. Cuando el proceso está bastante avanzado, de cada uno de ellos se desprende una columna ascendente homogénea o filete convectivo: es una fase crítica inestable, con la cual termina el régimen de la pequeña convección. Esta fase es inestable porque las corrientes descendentes de retorno encuentran suma dificultad en intercalarse entre tantos filetes ascendentes próximos. Viene entonces la fusión lateral de éstos, la con-

versión de toda una extensa zona en hogar de caldeo, esfumándose pequeñas diferencias térmicas internas, en comparación con la diferencia mayor que la zona en conjunto manifiesta con relación al resto del suelo. La subida del aire se verifica entonces en forma de ancha columna uniforme, tal como solía describirse en los libros antiguos: es el régimen de la gran convección, cuya estructura nos abstendremos hoy de considerar porque es muy difícil que se alcance este régimen sin que se haya producido condensación del vapor de agua, fenómeno que por razones metódicas hemos excluido hasta ahora de nuestra consideración. Sin embargo, debemos hacer observar que por la tarde los hechos ya no pueden seguir una marcha simétrica, porque el torbellino anular, que es la pieza maestra de la gran convección, una vez cebado ofrece una fuerte resistencia a la destrucción, pues habiéndose casi alcanzado la condición de *barotropía* (paralelismo de las isóbaras con las isósteras), vale el principio de la conservación del torbellino de Holmholtz. Por esto por la tarde no hay, en general, formación de pompas, pero pueden encontrarse columnas de ascendencia térmicas regulares y tranquilas, las cuales son capaces de subsistir aun después de haber cesado las diferencias térmicas que las engendraron. Tales movimientos no cesarán hasta que, gracias al enfriamiento nocturno, aparezca una aceleración de circulación inversa.

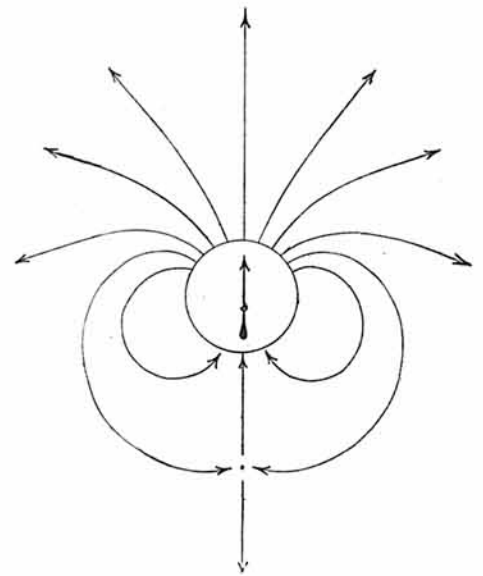


Fig. 11.

