

INTRODUCCION A LA TEORIA AERODINAMICA DE LAS BOMBAS DE ALTO VACIO A CHORRO DE VAPOR

por ENRIQUE GAVIOLA *Cristalerías Rigolleau* (*)

(Recibido el 13 de Set. 1950)

(Conclusión)

Mientras no se conozca el valor de la relación de calores específicos para ftalato de butilo y mientras no se hagan medidas a igual presión de caldera o a igual P_v , sin exceder la refrigeración, puede concluirse provisoriamente que las eficiencias son prácticamente iguales.

Esto ha sido confirmado por la siguiente experiencia: A partir de la medida N^o. 21 de tabla II se produjo una rápida caída de la velocidad hasta llegar a 0,1 litros por segundo en la medición N^o. 24. A esta corresponde una presión preliminar de 4 mm (véase figura 6, donde los puntos de la curva estática para A - 2 con mercurio están indicados a partir del N^o. 26; no así los puntos anteriores por superponerse, prácticamente, a los de la curva dinámica). Al terminar la medición N^o. 24 se notó que el algodón «mojado» estaba algo seco y caliente; al agregársele agua a temperatura ambiente, dejándolo gotear un poco, subió la velocidad rápidamente hasta 2 l/s (mediciones 25 y 26) a pesar del aumento de la presión preliminar a 4,4 mm. Al llegar ésta a 4,9 mm (medición 27) cayó de nuevo la velocidad, pero esta vez con el algodón bien mojado. La presión de caldera era ahora insuficiente. Aumentando ésta de 16 a 21 mm de mercurio (N^o. 28) mejoró la presión fina en un factor 10⁴, soportando una presión preliminar de 5 mm. El número de Mach podría ser, pues, para mercurio, mayor aún que 2,18.

Presión Fina y Efecto Compresor. El Máximo «Secundario».

El mercurio es casi tan eficiente como el aceite en lo que al efecto válvula se refiere. Pero es menos eficiente a bajas presiones en cuanto a velocidad volumétrica, como lo muestran las curvas de la figura 1. Esto requiere una explicación.

Dicha figura nos muestra, también, que la velocidad, partiendo de un valor máximo para flujos pequeños, cae rápidamente hasta un valor mínimo para una presión fina entre 2 y $5 \cdot 10^{-3}$ y que vuelve a ascender — si la presión de caldera es suficiente — hasta alcanzar un máximo secundario, a una presión fina entre 0,01 y 0,04 mm, para caer de nuevo, para flujos mayores, más o menos rápidamente, según sea la presión de caldera. El máximo «secundario» en el caso de E-2 con mercurio tiene un valor *mayor* que el máximo «primario» a 10^{-4} . Esto requiere, también, ser explicado.

El comportamiento de E-2 con mercurio no es excepcional. D-3 con aceite se mueve hacia un bien marcado máximo con el crecer del flujo, pero no puede alcanzarlo por estar limitada la presión de caldera, en el modelo construido, por falta de desnivel en el tubo de retorno del aceite a la caldera. En la figura 4 el desnivel es mayor que en el modelo usado. A-2 con aceite presenta un máximo secundario bien definido. Los puntos que caen debajo de la curva, frente al máximo, (Nos. 5 y 6 en tabla I) se deben a insuficiente presión de caldera. A-2 con mercurio presenta un máximo secundario menos definido. En algunas de las bombas de Alexander pueden observarse máximos «secundarios» para mercurio, p. e. en su trabajo de 1946 (l. c. figuras 4 y 7) y para mercurio y glicerina en su publicación de 1948 (l. c.). Bull y Klemperer⁽⁵⁾ obtienen con un diseño de refrigeración interna 20 litros por segundo a $3 \cdot 10^{-6}$ y un aumento de velocidad a 90 litros por segundo al crecer la presión fina a $5 \cdot 10^{-5}$ mm de mercurio. Este máximo «secundario» es cuatro y media veces mayor que el mínimo que le precede. En nuestro caso, la velocidad en el máximo de E-2 con mercurio apenas alcanza al doble del mínimo anterior.

Para explicar todos estos hechos es necesario ahondar en la teoría del efecto compresor esbozada en el trabajo anterior (I).

El Volumen Barrido.

Así como la presión preliminar máxima que la bomba soporta depende, en bombas de más de un escalón, del último de ellos, la velocidad volumétrica máxima depende del primero. Se supone que está adecuadamente respaldado por el o los que le

(5) BULL and KLEMPERER, *J. Scient. Instr.* 20, p. 179 (1943).

siguen. En la consideración del efecto compresor nos ocuparemos, por ello, principalmente del primer escalón.

El factor positivo principal en el efecto compresor es el volumen barrido l/B . Para definirlo imaginémosnos un «frente de onda» o «frente molecular» en el chorro de vapor que sale de la boquilla del primer escalón (figura 8) y supongamos, por ahora, que el flujo de gas es cero. El frente se mueve con el promedio de las velocidades moleculares correspondientes a cada elemento de sección normal a la resultante de las trayectorias. El elemento de sección debe tomarse suficientemente amplio para que pasen por el mismo un número grande de moléculas. Este «frente molecular» se mueve hacia abajo con el chorro de vapor principal, pero también hacia arriba (hacia el lado del alto vacío P_2) con la corriente Gaedeana. De esta parte nos ocuparemos en el párrafo siguiente.

Si al frente lo imaginamos plano al pasar por el cuello de la boquilla, no lo será al salir de su boca, pues la velocidad del chorro se reducirá en las cercanías de las paredes sólidas, para ser cero en contacto con éstas, si la corriente es laminar, o para «rodar» sobre un sistema de torbellinos si la velocidad es superior a la crítica. Si lo imaginamos plano al dejar la boquilla, su sección en el plano de figura 8, por debajo de la boquilla, adquirirá una forma ovalada, o semielíptica, hasta tocar las paredes sólidas exterior e interior. La pared exterior está refrigerada y podemos suponer, en primera aproximación, para el caso de líquidos que *mojan* la pared, que los elementos del frente que la tocan condensan sobre la misma. Si la pared interior existe y no está refrigerada, como en figura 8, las moléculas que la toquen, si «mojan» a la pared en cuestión, condensarán para ser reemitidas en todas direcciones con velocidad correspondiente a la temperatura de la pared, perturbando y frenando la corriente principal. Si el líquido no «moja» la pared, caso del mercurio, una fracción de las moléculas o átomos será reflejada elásticamente por la pared, conservando su velocidad y, si la superficie es «lisa», la componente axial de su impulso.

Llamamos l/B al volumen barrido por un frente molecular en el tiempo Δt posterior al instante en que toca la pared exterior, hacia abajo del plano de la garganta de chupada. El tiempo debe ser elegido suficientemente corto para que el chorro de vapor no llegue a ser sensiblemente frenado por el gas en relativo reposo

primer escalón de figura 8, expandiéndose en un espacio prácticamente vacío (suponemos flujo pequeño o cero y presión preliminar baja) sea igual o mayor que la encontrada anteriormente. Supongamos que la velocidad efectiva es, como anteriormente, cerca de dos veces la del sonido. En tabla VI se encuentran indicados los valores calculados de presiones, temperaturas y veloci-

TABLA VI - EFECTO VALVULA

Difusor A-2. Segundo Escalón, a Tobera

			ACEITE	MERCURIO	MERCURIO
Presión diferencial caldera		P_c	5,0 mm.	16,0 mm.	
Encima de tobera	Presión total	P_d	6,48	18,8	6,48
	Temperatura	T_d	457°K	476°K	443°K
Cuello de tobera Sec. ción=0,071cm. ²	Presión	P_t	3,82	9,12	3,15
	Temperatura	T_t	439°K	356°K	331°K
	Veloc. sonido	at	1,192.10 ⁴	1,56.10 ⁴	
Chorro Sec. ción=0,384cm. ²	Presión	P	0,321	0,461	0,159
	Expansión	$\left(\frac{b}{N}\right)^{\frac{2\gamma}{\gamma+1}}$	0,0840	0,0506	0,0506
	Temperatura	T	365°	108°K	
	Vel. sonido	a	1,086.10 ⁴	0,895.10 ⁴	
	Nº Mach	N	1,95	2,18	
Presión preliminar		P_1	2,2 mm.	4,9	
Temperatura preliminar		T_1	422°K	278°K	
Volumen barrido		$1/B$	8,13 l/s.	7,49 l/s.	

dades del sonido para el segundo escalón (a tobera) del difusor A-2 en las condiciones estáticas consideradas anteriormente, para aceite y para mercurio con presión total encima de la tobera $P_d=6,48$ mm y para mercurio con presión diferencial de caldera $P_c=16$ mm. En tabla VII se encuentran los valores calculados para el primer escalón (a boquilla) de la bomba de figura 8, con aceite y con mercurio a igual presión total de caldera. Es de notar que la temperatura del chorro cae relativamente poco con aceite, de 457° K encima de la boquilla a 319° en el chorro del 1er. escalón, pero mucho con mercurio, de 443 a 41° K (—232° C). Esta diferencia se debe al mayor valor de la constante adiabática del mercurio. La velocidad del sonido varía, en consecuencia, poco con aceite, pero cae en el chorro del primer escalón, con mercurio, a la tercera parte de la que reina en el

cuello de la boquilla. Esto tiene influencia en el valor del volúmen barrido. Si suponemos para ambos fluidos el mismo número de Mach 2, los volúmenes barridos serían 137 litros por segundo para aceite y 71,6 para mercurio. Si el número de Mach es mayor en el caso del mercurio, como parecen sugerirlo los ensayos

TABLA VII. - PRIMER ESCALON A BOQUILLA DEL DIFUSOR FIGURA 8

			ACEITE	MERCURIO
Presión diferencial caldera		P_c	5,0	
Encima de boquilla	Presión total	P_d	6,48	6,48
	Temperatura	T_d	457°K	443°K
Chorro Sec- ción = 6,78 cm. ²	Presión	P_i	0,050	0,017
	Relación de sec.	r/q	1/6	1/6
	Temperatura	T_i	319°K	41°K
	Vel. sonido	a_i	1,013.10 ⁴	0,529.10 ⁴
	Nº Mach	N_i	2?	2?
Densidad relativa entre escalones		ρ_i / ρ	0,178	0,262
Volumen barrido		$1/B$	137 l/s	71,6 l/s
Presión de choque		P_{ch}	0,34	0,18
Temperatura de choque		T_{ch}	367°K	106°K

efectuados, la diferencia en los valores anotados sería reducida o anulada.

El volúmen barrido en el primer escalón de la bomba diseñada en figura 8, es, pues, del orden de 100 litros por segundo.

Si se usan sombrillas, como las de figuras 2, 3 y 4 para el primer escalón, en las cuales el vapor emerge por pequeños agujeros, se expande y choca en parte contra la cara interior de la sombrilla y, en parte, contra la cara exterior del tubo central antes de tomar su dirección hacia abajo, la velocidad del chorro estará condicionada por las temperaturas de sombrilla y tubo central, a más de por la presión en los agujeros de salida. La temperatura de la sombrilla no es fácil de indicar; ha de variar con la diferencia de nivel hasta el plano de los agujeros y estará condicionada por la conducción y radiación del material de que está hecha, por el factor de expansión del vapor que su diseño permita y por la temperatura, naturaleza y calor de condensación del vapor que se use.

Supongamos, admitiendo un amplio margen para variación,

que las temperaturas «efectivas» para aceite y para mercurio sean alrededor de 130 y 40° C, respectivamente. Si la superficie se comporta como absolutamente áspera, en el sentido de Maxwell, la velocidad de una parte del chorro tendrá relación con la velocidad molecular más probable $v = 12895 (T/M)^{1/2}$ cm/seg. Si la superficie refleja una buena parte de las moléculas con pérdida parcial de impulso, la velocidad del chorro estará entre la anterior y la que correspondería a una boquilla como la de figura 8. Al primer caso se acerca seguramente el aceite, al segundo el mercurio.

Las velocidades más probables son para 130° C y aceite ($M = 278,2$) $V_{A_e} = 1,55 \cdot 10^4$ cm/seg y para 40° C y mercurio ($M = 200,6$) $V_{Hg} = 1,56 \cdot 10^4$, es decir, casi iguales. Podemos tomar estos valores como límites inferiores para la velocidad del chorro.

Los volúmenes barridos resultan, con una sección del chorro de 6,78 cm², para aceite y para mercurio del orden de 100 litros por segundo. A este respecto no hay diferencia importante con el caso de la boquilla. Esta es, sin embargo, mejor para mantener un chorro bien dirigido y reducir así la corriente de Gaede.

Los valores del volumen barrido resultan, pues, sorpresivamente grandes para flujos tendiendo a cero.

La resistencia introducida por el volumen barrido es la inversa de éste, o sea B.

Ahora bien, la garganta de chupada de figura 8 tiene un área libre de 3,95 cm². La velocidad de efusión a presiones bajas es de 11,7 litros/cm², según la teoría cinética. La velocidad de entrada de gas al volumen barrido por el chorro no puede ser mayor de 46 litros por segundo. Sabemos, además, que una bomba como la de figura 8 si alcanza 25 litros por segundo a 10⁻⁴ mm es porque está impecablemente construída. ¿Qué reduce la velocidad máxima a menos de la cuarta parte del volumen barrido y a cerca de la mitad de la que permite la garganta de chupada, en bombas bien diseñadas y construídas? La corriente de Gaede.

La Corriente Gaedeana.

Alexander se ha esforzado (l. c. 1946) por demostrar que la corriente Gaedeana o no existe o es despreciable y concluye

que la teoría de Gaede no es aplicable a bombas modernas. Molthan ⁽⁶⁾ se esfuerza en demostrar que la corriente Gaedeana es tan pequeña que el camino libre del vapor en la garganta de chupada es del orden de magnitud del ancho de ésta y concluye que la teoría de Gaede es correcta. Ninguno de ellos explica porqué las velocidades obtenidas son una fracción de la conductibilidad de la garganta de chupada y otra fracción menor aún del volumen barrido; porque se obtiene con mercurio, a presiones bajas, menor velocidad que con aceite; porqué aparece un máximo «secundario» al aumentar el flujo; etc.

Hay tres pruebas directas suficientemente concluyentes de la existencia de la corriente de Gaede:

1. - Es necesario usar trampas frías, para flujos de gas pequeños, para evitar que vapor de la bomba llegue a la cámara de alto vacío. Ello es cierto para mercurio y también para aceite. El mercurio y el aceite condensados en las trampas frías provienen totalmente de la corriente de Gaede. Midiendo la cantidad de vapor condensada en un cierto tiempo se puede hacer un estudio cuantitativo de la corriente. Como veremos en el párrafo siguiente, ésta varía con el flujo.

2. - Si se observa, en una bomba de vidrio o de vidrio-metal, la zona próxima a la garganta de chupada hacia el lado del alto vacío del primer escalón, puede verse, con mercurio, que se forman gotitas líquidas, durante el funcionamiento de la bomba, sobre la pared del refrigerante y también más lejos, sobre la pared del tubo de chupada. El vapor que forma estas gotas proviene de la garganta de chupada; forma parte, pues, de la corriente de Gaede.

Si la bomba trabaja con aceite, puede observarse un borde de aceite, sobre la pared del refrigerante, un par de milímetros por encima del extremo de la boquilla o tobera de cada escalón (indicado esquemáticamente en figura 8). Este «borde alto» es distinto del «borde bajo», descrito anteriormente (I). Es menos abultado y más difícil de fotografiar, pero es fácilmente visible. La sola presencia de este borde alto demuestra que el vapor condensa sobre la pared del refrigerante más arriba del extremo de boquilla o tobera.

Para que la gravedad no haga caer al borde es necesario que

(6) W. MOLTHAN, *Z. f. techn. Physik* 7, p. 452 (1926).

sea sostenido por el impulso de las moléculas que condensan y por el frotamiento de la corriente de vapor que se dirige a la trampa fría (si la hay) o al recipiente de alto vacío.

Con mercurio no pueden formarse bordes análogos a los de aceite debido a que no moja la pared: en lugar de un film continuo se forman gotitas separadas.

3. - Al alto vacío llega parte del aceite descompuesto en la caldera. Si el aceite o el mercurio o la glicerina contienen gases disueltos, están hidratados o sucios, parte de los gases, vapor de agua y suciedad volátil llega a la zona de alto vacío. Todos ellos llegan como parte de la corriente de Gaede. Si ésta no existiera no importaría, para flujos pequeños, que el aceite, el mercurio y la glicerina estuvieran sucios o hidratados o que el aceite sobrecalentado se descompusiera; pero es fácil constatar que sí importa: la presión final obtenida delata inmediatamente la presencia de impurezas volátiles.

Hay dos pruebas indirectas, concluyentes también:

1. - Puesto que el volumen barrido por el chorro de vapor es, como vimos, para flujos pequeños, muy superior al volumen que puede pasar por la garganta de chupada, la velocidad de la bomba debería ser igual a la conductibilidad de ésta, a menos que resistencias adicionales impidan la llegada del gas a la garganta. Las velocidades medidas pasan apenas, en el mejor de los casos, de la mitad de la «velocidad teórica». Si la resistencia del tubo que conduce a la garganta no es suficiente para reducir tanto la velocidad —generalmente no lo es— no queda otra resistencia adicional que pueda ser traída a cuentas que la que produce la corriente de Gaede al movimiento del gas hacia la garganta de chupada.

2. - La velocidad volumétrica de un difusor a presiones bajas es cerca de la mitad con mercurio que con aceite. Como la conductibilidad de la garganta es la misma en ambos casos, únicamente la corriente Gaedeana puede ser hecha responsable de esta diferencia: es mayor, pues, con mercurio que con aceite.

¿Cómo se origina la corriente de Gaede? Varios factores contribuyen a ella:

1. - Ya Bernoulli demostró en el siglo XVIII que un chorro fluído posee una presión lateral que depende de su velocidad (5). Esta presión lateral hace que el chorro se abra en abanico y que una fracción del mismo tenga velocidades con componentes diri-

gidas hacia arriba; una fracción mayor choca contra la pared del refrigerante. El valor numérico de estas fracciones debe suplirlo la teoría aerodinámica.

2. - La velocidad del chorro dentro de boquillas, sombrillas o toberas decrece al acercarse a la pared. Si la velocidad es inferior a la crítica, el proceso es laminar y la lámina de vapor en contacto con la pared emerge con una velocidad reducida y con una presión aumentada (Bernoulli). Si la velocidad es superior a la crítica, el chorro rodará sobre torbellinos que se formarán sobre la pared sólida (si el tiempo alcanza). Estos torbellinos emergerán también con poca velocidad y mucha presión lateral. En ambos casos, cerca de la mitad de este vapor de baja velocidad se dirigirá hacia el alto vacío — reforzando la corriente de Gaede — por gradiente de presión. El resto será chupado por el chorro. Molthan (l. c.) para evitar que cerca de la mitad del vapor rezagado se sume a la corriente de Gaede, lo trata como «un anillo rígido», evitando así su expansión, hasta que sea chupado totalmente por el chorro principal: «Para simplificar el cálculo vamos a tratar a la capa límite después de dejar la boquilla como si fuera un anillo rígido» . . . (l. c., pág. 453). Pretender que un anillo de vapor se comporte como un anillo rígido es pretender demasiado.

3. - La fracción del chorro que condensa sobre la pared enfriada por encima y por debajo de la garganta de chupada forma una película líquida (aceite) o gotitas (mercurio). La superficie líquida se encuentra a una temperatura algo superior a la del líquido refrigerante debido a las conductibilidades térmicas finitas del aceite o mercurio mismo, de la pared de vidrio o metal y de la lámina de líquido refrigerante de velocidad reducida «pegada» a la pared. El film de aceite y las gotitas de mercurio poseen una presión de vapor de acuerdo a su composición y temperatura. Una continua evaporación tendrá lugar en un ángulo sólido 2π , partiendo las moléculas y átomos con las velocidades correspondientes a la distribución de Maxwell(*). La parte que se dirija hacia el alto

(*) *Nota agregada a la prueba de galera.* K. Hickman ha anotado, mientras este Ms. estaba en prensa, en "The Rev. Scient. Instr. 22, p. 141, March 1951", que la relación entre las presiones de vapor de impurezas volátiles y fluido usado es muchas veces mayor a la baja temperatura de la pared del refrigerante. Esta observación complementa lo dicho en el punto 3 de las pruebas directas (más arriba) y el punto 4 más abajo.

vacío llegará a su meta sin dificultades, mientras el flujo de gas sea pequeño, engrosando la corriente de Gaede. La otra parte perturbará las trayectorias de las moléculas del chorro principal haciendo que una fracción adicional de éstas llegue a pasar la garganta de chupada hacia arriba.

Sobre el tubo caliente central, si existe, se produce también condensación y reemisión en un ángulo sólido 2π , esta vez a velocidades correspondientes a una temperatura mayor. Si al terminar la boquilla la pared del tubo central se retrae suficientemente para permitir una expansión simétrica del chorro (caso del primer escalón de fig. 8, 2º. de D-3 y 1º. de A-2) el efecto perturbador de esta reemisión no será sensible. Si el tubo central es cilíndrico (1er. escalón de D-3 y de E-2) el vapor reemitido por la pared caliente empujará al chorro contra la pared exterior, aumentando la corriente de Gaede.

4.- A la corriente de Gaede se suman una parte de las sustancias volátiles provenientes de la descomposición del aceite y una parte de los gases y vapores procedentes del «desgasamiento» de las paredes de la bomba misma y del aceite o mercurio que contienen. El resto pasa directamente a la zona preliminar. La corriente de Gaede contiene, pues, también, una mezcla de gases y vapores diversos.

Mercurio versus Aceite.

Ya hemos visto que a presiones finas bajas una misma bomba trabajando a igual presión de caldera tiene menor velocidad con mercurio que con aceite. Ello significa que la corriente de Gaede es mayor, en esas condiciones, con mercurio que con aceite. Es decir, que la resistencia que presenta la corriente Gaedeana a la llegada de gas a la garganta de chupada es mayor en el caso del mercurio. Tres factores contribuyen a ello:

1.- La mayor presión de vapor del mercurio líquido condensado sobre la pared del refrigerante, por encima de la garganta de chupada, aumenta la densidad de la corriente.

2.- Debido a que el mercurio no moja al vidrio (o a la pared de hierro o acero) al chocar átomos de vapor contra una superficie limpia no pueden condensar, aunque esté fría. Se presenta el viejo problema de los cambios de estado a falta de choques múltiples, gérmenes o catalizadores. Para que un átomo al chocar condense tiene que hacerlo sobre un germen o sobre una

gotita ya formada. La pared no es para mercurio «absolutamente áspera», en el sentido de Maxwell. Una parte, pues, de los átomos «calientes» provenientes del chorro principal sufrirán reflexión más o menos elástica. La velocidad media de los átomos reflejados estará entre la del chorro principal y la que corresponde a la temperatura de la pared fría. Será, en todo caso, mayor que esta última. Esto no sucede en el caso del aceite porque el aceite moja la pared. La velocidad media de la corriente Gaedeana en el caso del mercurio corresponde, pues, a una temperatura mayor que en el caso análogo con aceite.

3. - Para un mismo diseño la densidad relativa entre el primero y el último escalón es mayor para mercurio que para aceite, como veremos más adelante (fórmula 22). Ello se debe a la mayor constante adiabática del primero. La corriente Gaedeana de mercurio tiene, pues, mayor densidad y mayor velocidad. Ello explica su mayor resistencia (aproximadamente doble) a la llegada de gas a la garganta, a presiones finas bajas.

El Efecto del Flujo de Gas.

Hassta ahora hemos estudiado al difusor en condiciones estáticas, es decir, con flujo nulo o muy pequeño. Estudiemos ahora el efecto de un flujo creciente.

Conviene principiar eliminando un malentendido. Algunos autores creen que se puede despreciar la resistencia opuesta al flujo gaseoso por la corriente de Gaede si el camino libre molecular que corresponde a la densidad de esta última es mayor que el ancho de la garganta de chupada o, mejor aún, mayor que el diámetro del tubo de chupada. Esta creencia es parcialmente incorrecta. La corriente de Gaede llena todo el largo del tubo de chupada desde la garganta hasta la campana de vacío (o hasta la trampa fría, si la hay). Es con este largo con el que hay que comparar el camino libre de una molécula de gas, si el largo es mayor que el ancho del tubo. En muchas instalaciones el largo suele ser 10 o más veces el ancho.

La longitud de la trayectoria de una molécula de gas puede ser, por otra parte, muy aumentada por choques con las paredes.

La densidad de la corriente de Gaede decrece con la distancia desde la garganta de chupada, debido a condensación en las paredes. Este efecto no será, en general, importante a menos que se

lo estimule enfriando suficientemente las paredes, como en la bomba D-3 de figura 4, lo que es equivalente a poner una trampa fría convencional. Se puede reducir, también, la densidad aumentando la sección del tubo de chupada a partir de la terminación del refrigerante, como en figuras 4 y 8. Si se prolonga el tubo exterior del refrigerante como tubo de chupada no se introducen dificultades adicionales para el constructor ni para la obtención de tubos: el diámetro máximo de tubo utilizado es el mismo que antes.

La observación de las curvas de figura 1 muestra que la velocidad volumétrica cae en todas ellas entre las presiones más bajas medidas y 2 a 5 micrones con el aumento progresivo del flujo, hasta alcanzar un mínimo. La caída es menos marcada con mercurio que con aceite. Los valores obtenidos con mercurio a presiones inferiores a la del mínimo son, a veces, erráticos: caso de E-2 con mercurio. La caída de velocidad en esta zona no puede ser atribuida a una reducción del volumen barrido por la adición al chorro de vapor del flujo gaseoso. Los flujos de que se trata (hasta 8 litros micrón por segundo en A-2 con aceite y hasta 20 en D-3) son demasiado pequeños para ello. Su efecto debe limitarse a las capas externas del chorro principal. Para explicar el hecho tenemos que postular un aumento de la corriente de Gaede con el flujo, para flujos pequeños. Ello es causado por:

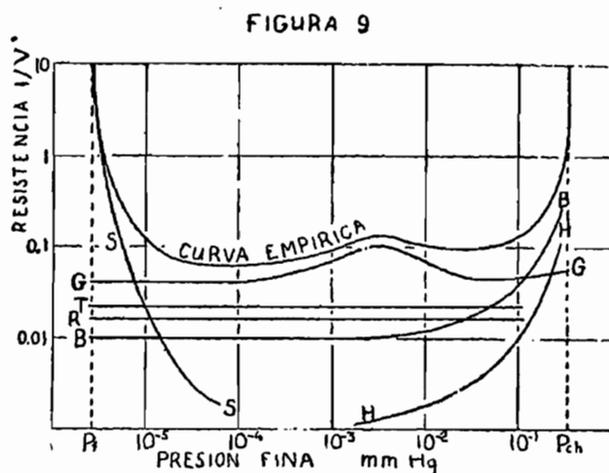
- 1.- Cambios en la dirección de las trayectorias de las moléculas «exteriores» del chorro de vapor al chocar con las moléculas del gas. Como la corriente de Gaede es una pequeña fracción, del orden de magnitud del centésimo, del chorro principal, una perturbación aún reducida de éste produce un cambio grande en aquélla.

- 2.- Aumento de la densidad de la corriente de Gaede al perder velocidad por el choque con la corriente de flujo, con lo que se reduce el camino libre para las moléculas de gas.

- 3.- Reducción de la fracción de vapor que condensa en la pared fría al reducirse el camino libre por la razón anterior y por la adición del flujo.

El aumento de la resistencia a la llegada del gas a la garganta de chupada producida por la corriente de Gaede alcanza un máximo a una presión fina cuyo valor, en los casos de figura 1, va de 2 a 5 micrones. Este valor depende del diseño y de la

presión de caldera. La resistencia misma está representada en figura 9 por la curva G.



Las curvas de resistencia en función de la presión fina (trazado cualitativo)

En toda esta zona, desde las presiones finas más bajas hasta el máximo de la resistencia (mínimo de la velocidad) inclusive, a un aumento de la presión de caldera corresponde empíricamente un aumento de la resistencia (disminución de la velocidad). Véase, por ejemplo, Nos. 3 y 4, tabla I, con flujo 8 y $P_c = 15$ mm de aceite. En esta zona la corriente de Gaede aumenta, pues, con la presión de caldera. Para obtener velocidades lo mayores posible conviene reducir la presión de caldera al mínimo compatible con el sostén de la presión preliminar. Para flujos mayores las cosas cambian, como veremos.

Al aumentar el flujo más allá del mínimo, la velocidad aumenta de nuevo hasta llegar a un máximo secundario. Este máximo es notable en el caso de E-2 con mercurio, ya que el valor de la velocidad llega al doble del mínimo y es bastante mayor que la obtenida a presiones bajas. La explicación de este fenómeno es sencilla: El flujo en aumento frena, primero, a la corriente de Gaede y la obliga a retroceder, después, hasta anularla. La resistencia a la llegada del flujo de gas a la garganta se reduce a un mínimo. Este mínimo no es nulo, pues a la corriente anulada la reemplaza como resistencia la presión de choque de

la corriente de Gaede. Esta puede ser calculada aplicando de nuevo la ecuación de Bernoulli. Podemos estimar su valor sin necesidad de ello: La corriente de Gaede tiene una densidad del orden de algunos centésimos de la corriente principal, pero su velocidad es inferior a la de ésta; la presión de choque de la corriente principal es, en el caso de la tabla VII de 340 micrones para aceite y 180 para mercurio; la presión de choque de la corriente de Gaede debe ser, pues, del orden de unos pocos micrones en el máximo secundario. La presión fina es unas diez veces mayor allí.

Al aumentar el flujo por encima del que corresponde al máximo secundario, la perturbación del chorro principal debe aumentar en sus capas exteriores y debe afectar, también, en forma creciente a sus capas interiores. Lo primero aumenta la presión de choque de la corriente (virtual) de Gaede; lo segundo reduce el volumen barrido. El aumento de la presión de Gaede es, sin duda, inferior al aumento de la presión fina, de modo que no afectará mayormente a la resistencia total. La más o menos rápida caída de velocidad después de pasar el máximo secundario debe ser explicada, pues, por la reducción del volumen barrido y por la segunda difusión a partir del borde bajo de aceite. En efecto, al alcanzar el máximo secundario hemos llegado a flujos de 333 litros micrón por segundo para E-2 con mercurio, más de 73 para D-3 con aceite y 50 para A-2 con aceite (figura 5). A estos flujos corresponden presiones preliminares de 1, 1 y 0,7 mm de mercurio respectivamente (figura 6) y los bordes de aceite (y los menos visibles torbellinos en el caso del mercurio) se acercan a los extremos de toberas y sombrillas. Para alejarlos habría que aumentar la presión de caldera (*).

Reducción del Volumen Barrido a causa del Flujo.

Para valores de la presión fina del orden de la presión lateral del chorro ($P_i=0,05$ para aceite en tabla VII) el volumen barrido debe ser ya afectado en forma detectable. Si la presión fina creciera hasta acercarse al valor de la presión de choque

(*) Al acercarse el borde bajo del segundo escalón, la segunda difusión sopla al borde alto hacia arriba, convirtiéndolo en el borde bajo del primer escalón.

($P_{ch}=0,34$ mm para aceite) el chorro principal sería parado y el volumen barrido sería cero. Entre estos valores debe decrecer, pues, rápidamente. Esto afecta, naturalmente, la velocidad del difusor. La resistencia introducida será, para la última parte de la curva, proporcional a $(P_{ch} - (P_2 + P_i))^{-1}$ que crece más allá de todo límite para $P_2 + P_i = P_{ch}$. La forma de la función debe suministrarla la teoría aerodinámica. Provisoriamente podemos escribir para el difusor de figura 8

$$B = \frac{1}{100} + \frac{P_2(P_{ch} - 2P_i)}{50P_i(P_{ch} - (P_2 + P_i))} ; P_2 + P_i \leq P_{ch}, \quad (15)$$

donde el primer término de la resistencia B está dado por el valor del volumen barrido calculado más arriba y el coeficiente del segundo por la condición de que para $P_2 = P_i$ la resistencia aumente hasta un valor comparable al de la garganta de chupada, o sea $1/50$.

La teoría aerodinámica deberá calcular el trabajo $\int_{P_2}^{P_0} d(PV)$ efectuado al comprimir el flujo y compararlo con la potencia del chorro. Tendremos así el rendimiento termodinámico.

La baja temperatura del chorro de mercurio, 232° bajo cero (Tabla VII) se refiere, naturalmente, al vapor en rápido movimiento; pareciera que la refrigeración es superflua para un vapor tan frío; pero la temperatura sube al ser frenado el chorro por el choque contra la pared o contra un gas «estático», de acuerdo a la ecuación de Bernoulli y, sobre todo, al condensar por el calor de condensación del mercurio de 65 cal/gramo (a 357° C) unido al bajo calor específico del mercurio líquido: $0,033$.

Al gastar trabajo el chorro en comprimir al gas, su temperatura puede bajar aún.

La Segunda Difusión.

La segunda difusión fué ya considerada cualitativamente en (I). Ella se produce desde el torbellino que delata el borde bajo de aceite, donde reina la presión preliminar del primer escalón P_0 , a lo largo de la pared refrigerada, hasta la zona de presión fina P_2 . El gradiente de presión es $(P_0 - P_2/l)$, si l es la dis-

tancia del borde de aceite a la garganta de chupada. El volumen de gas preliminar a la presión P_0 se multiplica por el factor de compresión P_0/P_2 al pasar a la presión fina. La distancia l se reduce al acercarse la presión preliminar P_0 al valor de la presión de choque P_{ch} . La forma de la curva deberá proveerla la teoría aerodinámica. Podemos aproximarla, provisoriamente, escribiendo $l = (P_{ch} - P_0)/h$, donde h es un coeficiente numérico cuyo valor podemos fijar por la condición de que para $P_0 = P_{ch}/3$ y $P_2 = P_0/100$ (caso estático con presión preliminar baja) la resistencia introducida por este efecto sea igual a 0,01. Resulta así para la resistencia de la 2ª. difusión

$$H = 2 \cdot 10^{-4} \frac{P_0(P_0 - P_2)}{P_2(P_{ch} - P_0)} ; P_2 < P_0 \leq P_{ch}. \quad (16)$$

El Término de Sears.

Sears⁽⁷⁾ ha llamado la atención sobre el hecho que la presión final obtenible con un difusor hermético depende del desgasamiento de la bomba y de la zona de alto vacío, y de la descomposición del fluido usado en el difusor. Todos los sistemas son, pues, dinámicos a bajas presiones. Sears no tiene en cuenta el hecho que de la masa π de aceite descompuesto y de gas soltado por las paredes del difusor solamente la pequeña fracción que arrastra la corriente de Gaede llega a la zona de alto vacío; el resto pasa directamente a los escalones superiores o a la bomba preliminar. Si no hubiera corriente de Gaede, como algunos pretenden, ni la descomposición del aceite, ni las suciedades del mercurio, ni el desgasamiento del difusor influirían sobre la presión final P_f . Pero la experiencia muestra que influyen. Esto es una demostración más de la importancia de la corriente de Gaede. La masa π' de desgasamiento de la zona de alto vacío misma, en cambio, se encuentra ya toda ella en la zona a evacuar.

Llamando g a la fracción entre el flujo de la corriente de Gaede y el chorro principal, la masa de gas que llega al alto vacío, por segundo, es $\pi' + g\pi$. Esta masa ocupa el volumen $\frac{\pi' + g\pi}{M}$

(7) G. W. SEARS, *Rev. Sci. Inst.* 20, 458 (1949).

$\frac{RT}{P_2}$, si M es el peso molecular promedio pesado. Este volumen alcanza al valor $V = \frac{\pi' + g\pi}{M} \frac{RT}{P_f}$ para la presión final. Este valor es, en esas condiciones, por definición, la velocidad volumétrica de la bomba. A la presión final la velocidad *efectiva* es cero; a presiones mayores es $V^* = V - V \frac{P_f}{P_2} = V \frac{P_2 - P_f}{P_2}$.

La resistencia de Sears puede ser escrita, pues,

$$S = \frac{1}{V} \frac{P_2}{P_2 - P_f}; \quad P_2 \geq P_f. \quad (17)$$

Esta resistencia es la que anula la velocidad para flujo cero. Para flujos mayores su influencia decrece rápidamente, mientras gana importancia la resistencia de Gaede.

Al coeficiente $\frac{1}{V}$ podemos darle un valor numérico aproximado para el caso de figura 8 si establecemos que S debe ser igual a T , la resistencia de la garganta de chupada, para $P_2 = 10^{-5}$, por ejemplo. Resulta así

$$S = \frac{0,014 P_2}{P_2 - P_f} \quad (18)$$

para la resistencia de Sears.

El «Clean-up» y el efecto «Getter».

Estos efectos son la inversa, en cierto modo, del desgaseamiento de la zona de alto vacío: una masa m de gas desaparece por segundo absorbida y adsorbida por las paredes y por cuerpos sólidos contenido en el alto vacío. El volumen que esta masa ocupa es

$$C = \frac{m RT}{M P_2}. \quad (19)$$

Este término constituye una especie de bomba adicional colocada en paralelo con el difusor. La velocidad total es, pues, la suma de la de éste más C .

La Fórmula General.

La inversa de la velocidad efectiva del difusor es la suma de las resistencias

$$\frac{1}{V_e} = S + G + T + B + H + R, \quad (20)$$

donde S es la resistencia de Sears (17), G la de Gaede, B la del volumen barrido (15), T la de la garganta de chupada, H la de la segunda difusión (16) y R la de los tubos conductores hasta la garganta. Escribiendo explícitamente los términos para los que hemos desarrollado una expresión, aunque sea aproximada, tenemos

$$\begin{aligned} \frac{1}{V_e} = & \frac{P_2}{V(P_2 - P_f)} + G + T + \frac{1}{\alpha} + \\ & + \frac{P_2(P_{ch} - 2P_i)}{\beta P_i(P_{ch} - P_2 - P_i)} + \frac{P_0(P_0 - P_2)}{\gamma P_2(P_{ch} - P_0)} + R \end{aligned} \quad (21)$$

donde α , β y γ son coeficientes numéricos y P_{ch} , P_i , P_f y P_0 presiones características de un difusor determinado, del fluido con que trabaja y de las condiciones impuestas por la presión de caldera, la aislación, la refrigeración, los escalones que respaldan al que consideramos y la bomba preliminar.

En figura 9 hemos representado la inversa de una curva empírica de velocidad del tipo de la de A-2 con aceite, por ejemplo, (supuesta con una trampa fría que permita obtener una presión final de $2 \cdot 10^{-6}$) y las distintas resistencias cuyas sumas deben reproducirla. Los valores numéricos adoptados se refieren a lo que puede esperarse para el primer escalón de un difusor como el de figuras 8 y 10. La curva termina a la izquierda, para presiones bajas, por la resistencia de Sears. A la derecha, para presiones relativamente altas, por la reducción del volumen barrido y por el aumento de la segunda difusión. La importancia relativa de las resistencias que estos términos introducen depende de las condiciones en que la bomba trabaja: en condiciones estáticas (flujo pequeño) la segunda difusión domina el campo y el volumen barrido se mantiene alto (resistencia baja) hasta

presiones cercanas a la de choque. Para flujos grandes (caso dinámico) la reducción del volumen barrido juega el papel principal. Este último caso es el representado en la figura 9. En toda la zona intermedia de presiones la resistencia de Gaede es la que limita, en primer término, el valor de la velocidad.

El Diseño de Difusores.

La teoría fenomenológica que hemos desarrollado aclara los principios que gobiernan el diseño de un difusor. Los datos del problema son el flujo que se espera evacuar y la presión fina máxima tolerable. Estos datos permiten fijar la velocidad mínima necesaria, la sección y el largo del tubo de chupada y la sección de la garganta del primer escalón. La suma de las resistencias de tubo y garganta no debe pasar de la mitad de la inversa de la velocidad, pues hay que dejar margen para la resistencia de Gaede, sobre todo si se usa mercurio. Elegidas la presión de caldera, el líquido que se desea usar en la bomba, el diseño de la boquilla, sombrilla o toberas del primer escalón y la refrigeración hay que estimar el factor de compresión que puede esperarse. Mientras no se disponga de una teoría aerodinámica del efecto compresor hay que valerse de los datos empíricos y de la teoría esbozada en este trabajo para estimarlo.

Se puede aumentar el factor de compresión haciendo crecer la presión de caldera, con lo que aumenta la densidad y presión de choque del chorro de vapor, pero con ello crecen, también, la presión de Bernoulli y la corriente de Gaede, por una parte, y se hace necesario aumentar la refrigeración, por la otra. El aumento de la resistencia de Gaede puede no ser objetable para el flujo dado, pero afectará a la velocidad obtenible con flujos más reducidos. El aumento de la presión de caldera significa, en el caso de aceites, un aumento de la temperatura y de la descomposición de éstos, lo que afecta a la presión final obtenible para flujo cero.

Una vez estimado el factor de compresión del primer escalón tenemos los datos de flujo, presión y velocidad para el escalón siguiente o para el sistema preliminar, si la bomba tiene un escalón único. El cálculo se repite, en la misma forma, para los escalones siguientes, si los hay.

Si la bomba preliminar está dada y conocemos su curva de

velocidad «molecular» en función de la presión preliminar o, lo que es lo mismo, su curva de velocidad volumétrica en función del flujo y de la presión preliminar, podemos decidir inmediatamente sobre la necesidad de poner escalones adicionales: la presión preliminar debe ser, naturalmente, inferior o igual a la que el o los escalones que preceden soportan.

Las bombas mecánicas de aceite tienen la característica de que su velocidad decrece mucho por debajo de una presión del orden del milímetro. El aprovechamiento eficiente de las mismas aconseja, pues, hacerlas trabajar a una presión de ese orden de magnitud. El primer escalón de un difusor no soporta, en general, una presión preliminar tan alta; se hace necesario agregarle uno o más escalones o un difusor amplificador («booster»).

Nuestra teoría del efecto válvula y los conocimientos empíricos sobre curvas de velocidad y de factor de compresión para toberas o boquillas típicas permiten diseñar sin dificultad el último escalón. Para que la presión de choque de éste sea alta hay que mantener elevada la presión de Bernoulli y con ello la densidad del chorro. Ello implica una corriente de Gaede relativamente fuerte, la que puede llegar a anular la velocidad para presión anterior pequeña (caso de D — 1b en I). Esto puede ser remediado agregando un escalón anterior al último, cuya función es entregarle a éste el flujo precomprimido a una presión capaz de vencer la corriente de Gaede. Esta es la función principal del primer escalón de A - 2 y del escalón intermedio de D - 3.

Para concretar, consideremos el caso de E - 2 con mercurio en el máximo secundario. Para un flujo de 333 litros micrón por segundo tenemos una presión preliminar de 1,05 mm, una presión fina de 0,032 mm, una velocidad de 10,1 l/s y un factor de compresión (para los 2 escalones) de 32, con una presión de caldera de 14 mm de mercurio. En esa bomba la sección total de los agujeros de salida de vapor al primer escalón (8 de 2 mm de diámetro) es $r = 3,55$ veces mayor que la sección del cuello de la tobera del segundo escalón (3 mm de diámetro). La relación entre las secciones de los chorros es $q = 9,50 \text{ cm}^2 / 0,39 \text{ cm}^2 = 24,4$. Para la velocidad del chorro en el primer escalón a sombrilla, tomo el valor estimado anteriormente $1,56 \cdot 10^4 \text{ cm/seg}$; para la del chorro de la tobera tomo el valor Na de tabla VI, con $N = 2,18$, es decir $Na = 1,95 \cdot 10^4 \text{ cm/seg}$. La relación entre las densidades de los chorros en ambos escalones es,

pues,

$$\frac{\rho_i}{\rho} = \frac{r}{q} \frac{v}{v_i} = \frac{1}{5,5}. \quad (22)$$

El difusor trabajará en condiciones óptimas si esta misma es la relación entre las densidades del gas (flujo) después del 1º. y después del segundo escalón. El factor de compresión del escalón a tobera debe ser, pues, $F=5,5$ para máximo rendimiento. Conocemos el factor de compresión de ambos escalones: 32. Podemos suponer, como primera aproximación, que el de cada uno de ellos sea igual a $\sqrt{32}=5,67$. Este valor es casi igual al que surge del diseño. La bomba E-2 con mercurio presenta un máximo «secundario» de velocidad volumétrica y molecular para los valores indicados más arriba, porque fué diseñada para trabajar en condiciones óptimas para esos valores. El máximo es angosto en figuras 1 y 6 porque la presión de caldera era insuficiente para hacer frente a flujos mayores. Un aumento de presión de caldera ensancharía el máximo hacia presiones mayores.

En el caso de E-2 con aceite la relación (22) y los valores estimados anteriormente conducen a $\frac{\rho_i}{\rho} = \frac{3,55}{24,4} \frac{2,12}{1,55} = \frac{1}{5,0}$, valor casi igual que el anterior. Deberíamos esperar un máximo «secundario» para igual factor de compresión en el segundo escalón. Este no se ha presentado porque no era posible elevar suficientemente la presión de caldera con aceite en el modelo de ensayo construido: el nivel del aceite en el tubo de retorno a caldera se acercaba peligrosamente al nivel del tubo conducente a la bomba preliminar.

Si el flujo es menor que el que corresponde al máximo secundario y se mantiene la presión de caldera, hay exceso de vapor en el espacio intermedio, lo que aumenta innecesariamente la resistencia de Gaede. Esto puede ser evitado, en parte, reduciendo la presión de caldera. Sólo en parte, puesto que el factor de compresión del segundo escalón aumenta con la reducción del flujo (figura 7) mientras que la relación entre las secciones de salida de vapor está fijada por construcción en el caso de E-2. Para obtener máxima eficiencia para cualquier flujo es necesario poder variar, pues, independientemente, la presión de caldera y la

relación entre la salida de vapor de los distintos escalones. Esta posibilidad existe ya en algunos modelos de bombas metálicas, con boquillas regulables o intercambiables. A falta de esta posibilidad, conviene determinar empíricamente para cada valor del flujo la presión de caldera que produce un factor de compresión máximo.

En el caso de la figura 8 podemos suponer, en primera aproximación, que el número de Mach es el mismo en ambos escalones; la relación de densidades resulta entonces

$$\frac{\rho_i}{\rho} = \frac{ra}{qa_i} = \left(\frac{r}{q}\right)^{\frac{2}{\gamma+1}} \quad \text{y} \quad \frac{r}{q} = \left(\frac{\rho_i}{\rho}\right)^{\frac{\gamma+1}{2}}. \quad (23)$$

Si deseamos que $\rho_i/\rho = 1/10$, para obtener alta velocidad a bajas presiones, como en el diseño $q = 8,66$, resulta $r = 0,79$ para aceite y $0,40$ para mercurio. Puesto que la sección del cuello de la tobera es igual a $7,1 \text{ mm}^2$, la sección total del cuello de la boquilla debiera ser $5,6 \text{ mm}^2$ para aceite y $2,8 \text{ mm}^2$ para mercurio. El desarrollo del cuello de la boquilla es de 50 mm ; su ancho resultaría $0,11 \text{ mm}$ para aceite y $0,056$ para mercurio. Si fijamos $r/q = 1/6$ resultarían $\rho_i/\rho = 1/5,6$ para aceite y $1/3,8$ para mercurio (caso de tabla VII). El difusor sería ahora un amplificador si se lo usa con mercurio y uno intermedio con aceite. Resultan ahora $r = 8,66/6 = 1,44$, la sección total del cuello de la boquilla 10 mm^2 y su ancho $0,2 \text{ mm}$.

Tales valores presentan dificultades al constructor, especialmente en el caso de bombas de vidrio. Aún en bombas metálicas no es fácil realizar cuellos tan angostos manteniendo el espesor razonablemente uniforme. Si fueran construídos, el pasaje de aceite o mercurio líquidos, condensados sobre la pared, presentaría serias dificultades, pues modificaría la sección libre de modo considerable. La tensión superficial de los líquidos podría cerrar del todo el cuello de la boquilla para presiones de caldera moderadas. Tres remedios pueden ser aplicados para evitar estos inconvenientes:

1. - Usar sombrillas con un número reducido de pequeños agujeros de salida de vapor. Esto es relativamente fácil de construir, pero el chorro resulta peor definido, en cuanto a velocidad y dirección, y menos compacto, con lo que aumenta la resistencia gaedeana y se pierde velocidad.

2. - Substituir la boquilla del primer escalón por una corona de toberas (figura 10). Esta solución es excelente.

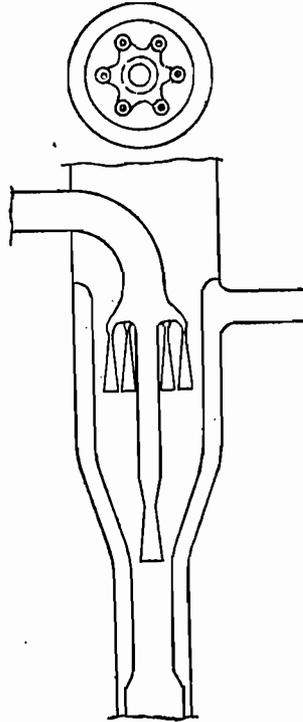


Fig. 10

Esquema de un difusor a corona de toberas como primer escalón y a tobera simple como segundo escalón. Arriba: planta de la coronas de toberas.

3. - Hacer llegar el vapor a cada escalón por separado, aunque provenga de una misma caldera, de modo de poder colocar robinetes en los tubos que conducen a cada uno de los escalones menos el último, para reducir independientemente la presión de cada uno al valor correcto de acuerdo al flujo y a la sección de salida de vapor. Esta puede ser aumentada en el primer escalón hasta un valor que permita una fácil construcción y aleje el peligro de obturación por tensión superficial.

Los casos de E-2 y de figura 8 se distinguen porque en el primero el comportamiento observado con mercurio y el previsi-

ble con aceite para flujos que correspondan a la zona del máximo secundario son aproximadamente iguales; ello se debe a la velocidad térmica impresa al chorro por la sombrilla del primer escalón; en el segundo caso, la densidad relativa entre escalones es 1,5 veces mayor con mercurio que con aceite. Es decir que el mero cambio de líquido hace que la bomba esté diseñada para altos flujos y presiones preliminares con mercurio y para valores menores de ambos con aceite. Este hecho contribuye, sin duda, a la buena fama del mercurio para operar con flujos elevados. El mismo resultado puede obtenerse, naturalmente, con aceite aumentando la sección relativa de salida de vapor en el primer escalón e incrementando la presión de caldera... si el diseño y la estabilidad del aceite lo permiten.

Un Escalón versus varios Escalones.

Una interesante confirmación de nuestra teoría está contenida en un trabajo reciente⁽⁸⁾ sobre una bomba de un solo escalón a boquilla cilíndrica, trabajando con glicerina. Pollard et Al. encuentran que la presión preliminar crítica (máxima) crece linealmente con la presión de caldera en el intervalo medido, que va desde $P_c=2$ hasta $P_c=31$ mm de mercurio, lo que confirma nuestra fórmula 12.

Los citados autores afirman que «the range of pressure over which it performs satisfactorily and its backing pressure requirements compare favorably with two- and three-stage pumps». Mencionan haber obtenido una velocidad máxima de 80 litros por segundo y una presión preliminar máxima de 0,91 mm de mercurio. Pero estos dos valores no son simultáneos, como podría creerse. De los valores y curvas publicados resulta que la velocidad de 80 litros por segundo se obtiene con una presión preliminar de 0,015 mm de mercurio, una presión de caldera de 3,1 mm (3,4 cm de glicerina) y un flujo de 4 litros micrón por segundo. Estas condiciones de trabajo corresponden muy aproximadamente a las del primer escalón de D-3 con flujo 1 μ /s y $P_c=3,7$ mm (tabla V). Las secciones del tubo de chupada y de la garganta de D-3 son 4,10 y 4,54 veces menores que las de la

(8) J. POLLARD, R. W. SUTTON and P. ALEXANDER, *J. Scient. Instr.* 25, p. 401, (1948).

bomba en cuestión, que llamaré P - 1; las densidades de flujo por unidad de sección de tubo y de garganta son, pues, casi iguales. Las presiones finas obtenidas son $5 \cdot 10^{-5}$ para P - 1 y $5,6 \cdot 10^{-5}$ para D - 3; las eficiencias (velocidad por unidad de superficie de garganta de chupada sobre velocidad máxima de efusión) resultan, también, casi iguales: 0,222 para P - 1 y 0,226 para D - 3. Pero con D - 3 en las condiciones anotadas puede aumentarse la presión preliminar hasta 0,40 mm de mercurio con la misma presión de caldera y hasta más de 1 mm con la presión de caldera aumentada en un factor 1,3 sin que se reduzca la velocidad, mientras que con P - 1 en las condiciones anotadas la presión preliminar no puede pasar de 0,05 mm de mercurio sin derrumbar la velocidad. Para alcanzar una presión preliminar cercana al milímetro hay que aumentar la presión de caldera en un factor 10; pero entonces la velocidad cae de 80 a 28 litros por segundo para la misma presión fina de $5 \cdot 10^{-5}$. El factor de compresión es de 300 para P - 1 y de 2300 para D - 3.

Para flujos grandes comparemos P - 1 con E - 2 con mercurio. Esta tiene la misma sección de tubo de chupada que D - 3 y garganta algo menor. El máximo secundario de P - 1 es obtenido con 700 l μ /s, $P_2=0,020$, $P_1=0,91$ y velocidad 35 litros por segundo; el de E - 2 con flujo 333, $P_2=0,02$, $P_1=1,05$ y velocidad 10,1 l/s. Las eficiencias resultan 0,10 para P - 1 y 0,17 para E - 2. La presión de caldera de la primera es 2,2 veces la de la segunda.

La bomba de Pollard et Al. no es, pues, comparable a una de 2 o de 3 escalones; es comparable *al primer escalón* de una de éstas. El diseño es excelente para obtener un buen rendimiento con una presión preliminar del orden del centésimo de milímetro de mercurio. Pero no es eficiente para soportar presiones preliminares mayores. El desmesurado aumento de calefacción y presión de caldera hace crecer la resistencia de Gaede en forma tal que obliga a usar una refrigeración activísima («full mains pressure») para ponerle límite. La densidad de vapor es varias veces mayor que la necesaria para la compresión del gas, pero apenas suficiente para la contención de la presión preliminar.

Los autores mencionan, al final, que con mercurio P - 1 trabaja, a presiones altas, en forma comparable, pero que la velocidad cae a presiones bajas. Ello muestra que la corriente de Gaede

es mayor con mercurio que con glicerina, de acuerdo a lo que nuestra teoría hace esperar.

En resumen, el uso de varios escalones permite la especialización de cada uno de ellos, uno para el efecto válvula, otro para ayudar a éste con gas precomprimido, otro para el efecto compresor, etc. y la mantención en cada uno de la densidad de vapor necesaria, y no más de la necesaria, a fin de evitar el crecimiento superfluo de la resistencia de Gaede.

Distancia entre Escalones y Refrigeración.

Economía de espacio y de material aconsejan poner los escalones tan próximos como sea posible sin sacrificar eficiencia. Dos criterios fijan una distancia mínima:

1. - El chorro de vapor debe tener espacio suficiente para comunicar su impulso al gas. El valor justo lo dará la teoría; podemos suponer que será proporcional al camino libre y al ancho de la garganta de chupada. Unas seis veces el ancho parece ser suficiente para este fin.

2. - Conviene que el vapor de un escalón condense antes de llegar al siguiente a fin de no perturbar la acción de éste. El valor de la superficie de condensación necesaria en cada escalón dependerá del flujo de vapor, de su temperatura, de su naturaleza (¡calor de condensación!) y de las características del sistema de refrigeración empleado. Un exceso es preferible a un defecto de refrigeración. Si puede usarse, en lugar de agua de la canilla, agua enfriada o una mezcla frigorífica, mejorará la eficiencia.

Es para mi un placer expresar, también aquí, mi especial reconocimiento al doctor Luis Gino Moretti por su ayuda en el uso de la ecuación de Bernoulli. Cualquier error que hubiera cometido es, desde luego, enteramente mío. A los concurrentes al Seminario del Observatorio de Córdoba, donde este trabajo ha sido expuesto y discutido en diversas etapas de su crecimiento, debo mi agradecimiento por la oportunidad a mí brindada y por las valiosas observaciones que he recibido.