



UNIVERSIDAD NACIONAL
AUTÓNOMA DE
MÉXICO

UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA DE MÉXICO

**PROGRAMA DE MAESTRÍA Y DOCTORADO EN
INGENIERÍA**

CENTRO DE INVESTIGACIÓN
EN ENERGÍA

**VENTILACIÓN HÍBRIDA EN UN MÓDULO DE DOS
CUARTOS INTERCONECTADOS**

T E S I S

QUE PARA OPTAR POR EL GRADO DE:

MAESTRO EN INGENIERÍA

ENERGÍA – DISEÑO BIOCLIMÁTICO DE EDIFICACIONES

P R E S E N T A:

CARLOS ARMANDO CAMPO GARRIDO CRUZ



Centro de Investigación
en Energía

DIRECTOR DE TESIS:
DR. RAMÓN TOVAR OLVERA

2009



Universidad Nacional
Autónoma de México

Dirección General de Bibliotecas de la UNAM

Biblioteca Central



UNAM – Dirección General de Bibliotecas
Tesis Digitales
Restricciones de uso

DERECHOS RESERVADOS ©
PROHIBIDA SU REPRODUCCIÓN TOTAL O PARCIAL

Todo el material contenido en esta tesis esta protegido por la Ley Federal del Derecho de Autor (LFDA) de los Estados Unidos Mexicanos (México).

El uso de imágenes, fragmentos de videos, y demás material que sea objeto de protección de los derechos de autor, será exclusivamente para fines educativos e informativos y deberá citar la fuente donde la obtuvo mencionando el autor o autores. Cualquier uso distinto como el lucro, reproducción, edición o modificación, será perseguido y sancionado por el respectivo titular de los Derechos de Autor.

JURADO ASIGNADO:

Presidente: Dra. Huelsz Lesbros Guadalupe
Secretario: Dr. Tovar Olvera Ramón
Vocal: Dr. Rojas Menéndez Jorge Antonio
1^{er.} Suplente: Dr. Andaverde Arredondo Jorge A.
2^{do.} Suplente: Dr. Ochoa de la Torre José Manuel

Lugar donde se realizó la tesis:

CENTRO DE INVESTIGACIÓN EN ENERGÍA

DIRECTOR DE TESIS:

DR. RAMÓN TOVAR OLVERA

FIRMA

DEDICATORIA

A mis papas, porque por lo atolondrado que soy olvidé incluir en la tesis de licenciatura algo que decía así:

*Les dedico este algo,
que en realidad es nada,
gracias por darme todo.*

A mi kiki, sólo tú sabes lo que implica apoyarme en cada una de mis ocurrencias.

AGRADECIMIENTOS

A Ramón, mi director de tesis, por su empatía, apoyo, comprensión, paciencia, disposición para ayudarme, en pocas palabras, por su gran calidad humana.

A Jorge Andaverde, porque desde el principio de mis tiempos en el CIE, cuando fui rechazado la primera vez que presenté los exámenes de admisión, siempre me alentó a seguir adelante; por demostrarme, esa gran vocación que tiene de ser maestro.

A todos mis compañeros de generación: Alejandra, Daniel, Efraín, Mauricio, Maricruz, Mario, Michel, Miguel, Hugo, Humberto y José, porque más de una vez los interrumpí, molesté y hasta desperté para aclarar alguna de mis dudas.

A mi Kikis, Papá, Mamá, Carem, Nor, Eddy, Diego, Martha, Armando y Anaí, por inspirarme con su ejemplo a no quedarme atrás, porque para mi son lo máximo, y porque se que siempre están y estarán ahí.

A Nacho Torres, a Sergio Cuevas y a Roberto Best, simplemente, por lo buenas personas y maestros que son.

A todos con los que platiqué al toparme con ellos en los pasillos o en la comida: Domingo, Guillermo, Ingrid, Fabricio..., personal del CIE y a todos aquellos que hicieron de esta etapa de mi vida, algo memorable.

Al personal de vigilancia del CIE por su disposición al dejarme trabajar hasta altas horas de la noche en el laboratorio y al personal de intendencia por el apoyo recibido para limpiar el tiradero del laboratorio consecuencia de alguna falla técnica en el arreglo experimental.

A Héctor Daniel Cortés Gonzáles y Alfredo Quiroz Ruiz por su ayuda para solucionar los problemas de cómputo, y a Guillermo Hernández Cruz por su ayuda técnica.

A mi comité tutorial, por sus comentarios, sugerencias y pronta revisión del trabajo.

Y por supuesto, no podían faltar, los agradecimientos a las instituciones, UNAM, CIE y CONACYT.

CONTENIDO

RESUMEN	i
Nomenclatura	iii
Lista de figuras	v
Lista de tablas	viii
INTRODUCCIÓN	1
1 ANTECEDENTES	3
1.1 Teorías de plumas y del llenado de caja	3
1.2 El desarrollo de la investigación de flujos convectivos en edificaciones	6
1.3 Casos de ventilación natural en dos habitaciones	11
1.4 Desarrollo de la simulación de fenómenos convectivos en el laboratorio	12
2 MODELO TEÓRICO	14
2.1 Definición del problema	14
2.1.1 Configuración de los casos de estudio	16
2.2 Corto plazo	17
2.2.1 Casos con una abertura interna	17
2.2.1.1 Llenado del cuarto con forzamiento	17
2.2.1.2 Desborde a través de la abertura interna	21
2.2.1.3 Llenado del cuarto sin forzamiento	23
2.2.1.4 Llenado de la parte alta del cuarto con forzamiento	23
2.2.1.5 Casos con abertura inferior	25
2.2.2 Casos con dos aberturas internas	25
2.2.2.1 Llenado inicial del cuarto con forzamiento	26
2.2.2.2 Llenado del cuarto sin forzamiento	27
2.2.2.3 Proceso de llenado acoplado	27
2.3 Largo plazo	28
2.3.1 Flujo unidireccional	29
2.3.2 Flujo bidireccional	30
2.3.3 Volumen participante	32

3	METODOLOGÍA Y EQUIPO EXPERIMENTAL	33
3.1	Metodología experimental	33
3.2	Similitud dinámica de los experimentos con los flujos a escala natural	34
3.3	Arreglo experimental	35
3.4	Calibración	39
3.5	Casos de estudio	41
3.6	Experimentación	43
3.7	Visualizaciones	44
3.8	Procesamiento de datos	45
4	RESULTADOS	47
4.1	Llenado de caja	47
4.1.1	Descripción de los patrones de flujo en el llenado de caja	48
4.1.2	Efecto de los diversos parámetros en el llenado de caja	55
4.1.2.1	Efecto del nivel de la abertura interna	55
4.1.2.2	Efecto del tamaño de la abertura exterior	56
4.2	Largo plazo	57
4.2.1	Observaciones experimentales	57
4.2.2	Efecto del tamaño de la abertura exterior	61
4.2.3	Efecto del nivel de la abertura interna	64
4.2.4	Evolución de la densidad	64
5	CONCLUSIONES	66
6	REFERENCIAS	71
APÉNDICES		76
Apéndice A.	Recomendaciones experimentales	77
Apéndice B	Programa de adquisición	78
Apéndice C	Artículos internacionales derivados de esta tesis	79

RESUMEN

En esta tesis se estudia la ventilación híbrida en la cual se aprovecha la convección generada por fuerzas de flotación para acondicionar un módulo de dos cuartos interconectados, con el fin de desarrollar conocimiento básico para su implementación en el diseño de edificios de bajo consumo de energía. El análisis se basa en la reproducción experimental en un modelo a escala de las condiciones reales bajo las cuales se acondiciona una edificación. En este modelo se suministra fluido denso desde el techo de una de las habitaciones, *el cuarto con forzamiento*, y se dispone una ventila exterior en el piso de la otra habitación, *el cuarto sin forzamiento*. Los cuartos se interconectan por una o dos aberturas en la pared divisoria. Se analizaron los efectos en la estratificación y en la evolución de la densidad al cambiar las condiciones de interconexión y el tamaño de la abertura de salida. En los experimentos se emplea agua y salmuera para producir las diferencias de densidad bajo condiciones de semejanza dinámica. En este contexto la aproximación de Boussinesq es válida, por lo que el análisis aplica tanto para sistemas de enfriamiento como de calefacción.

El análisis teórico se divide en dos partes. La primera corresponde al corto plazo, en el cual la evolución del frente de la capa densa se describe por un modelo simplificado del llenado de caja o “*filling box*” basado en teoría de plumas y argumentos de conservación tanto de volumen como de flotación. En la segunda parte, la evolución de la densidad en el largo plazo posterior a la etapa del llenado de caja, se describe por medio del modelo del bien mezclado o “*well mixed model*” basado en conservación de masa. En este modelo se obtiene una solución generalizada para las configuraciones con aberturas internas a diferentes niveles al introducir el concepto de volumen participante.

Se observó que cuando se tiene una sola abertura en la pared divisoria se desarrolla un flujo bidireccional a través de la misma. El avance del primer frente en el cuarto con forzamiento depende de la ubicación de la abertura interior, ya que al subirla de nivel se reduce el flujo de intercambio, pero al mismo tiempo se aumenta el volumen involucrado en la dinámica; sin embargo, tal avance es independiente del tamaño de la ventila exterior, ya que el flujo volumétrico neto a través de ésta se mantiene constante. La evolución de la densidad en el largo plazo depende de ambos parámetros. Al bajar el nivel de la abertura interior disminuye el volumen involucrado en la dinámica de mezclado y aumenta la tasa a la que la densidad evoluciona. Al aumentar el tamaño de la ventila exterior cambia el régimen de flujo a través de ésta de laminar unidireccional a turbulento bidireccional. El contraflujo presente en el régimen bidireccional a través de la abertura exterior inhibe el aumento de la densidad al

introducir fluido del ambiente en las habitaciones. Una consecuencia adicional de elevar la abertura interior es aumentar la diferencia de densidad promedio entre los cuartos, puesto que la pared divisora resguarda al cuarto con forzamiento de los efectos de dilución causados por la pluma turbulenta proveniente de la ventila exterior.

En los casos con dos aberturas el flujo de intercambio se separa en dos flujos unidireccionales a través de las mismas. El avance de ambos frentes depende tanto del tamaño como de las posiciones de las aberturas interiores (Thomas *et al.* 2008); en este trabajo se observa además que el avance del primer frente es independiente del tamaño de la abertura exterior. En el largo plazo se observa la misma tendencia de reducir la tasa de crecimiento de la densidad al agrandar la ventila exterior.

Mediante mediciones experimentales obtenidas con la técnica de atenuación de luz por colorante se validaron los modelos teóricos propuestos. Tanto el modelo de llenado de caja como el modelo del bien mezclado representan acertadamente la dinámica del flujo. Por medio de visualizaciones se identificaron las estructuras clave que conforman el flujo, las cuales se presentan esquemáticamente para complementar las herramientas en las que se apoyan los proyectistas para la toma de decisiones durante en el proceso del diseño.

NOMENCLATURA

En esta tesis las letras minúsculas representan distancias, tiempos y densidades adimensionales; y aquellas con asterisco se usan para las dimensionales.

Letras latinas minúsculas

- a área de una de las aberturas de interconexión en el caso de dos aberturas [cm^2]
- c coeficiente de descarga asociado a la contracción de las líneas de corriente en las aberturas internas [-]
- d^* diámetro [cm]
- g aceleración de la gravedad [cm/s^2]
- g' gravedad reducida [cm/s^2]
- h^* altura medida desde el lecho superior del piso [cm]
- s^* la longitud de uno de los lados en una abertura exterior cuadrada [cm]
- t^* tiempo transcurrido [s]
- u velocidad media del flujo a través de una de las aberturas de interconexión en el caso de dos aberturas [cm/s]
- z^* nivel medido desde el origen virtual [cm]

Letras latinas mayúsculas

- A área de la abertura de interconexión [cm^2]
- B flujo de flotación [cm^4/s^2]
- C constante adimensional relacionada con el perfil de velocidades y el arrastre a la salida del inyector [-]
- C_a concentración de la especie química [-]
- F flujo salino generado por flotación a través de la abertura de salida [$\text{g}/\text{s cm}^2$]
- H altura total del módulo [cm]
- K constante empírica relacionada con el flujo a través de la abertura de salida [-]
- L^* espesor de la pared donde se localiza la ventila exterior [cm]
- Pe número de Peclet [-]
- Q flujo volumétrico [cm^3/s]
- R constante empírica adimensional relacionada con el flujo a través de la abertura de salida [-]
- Re número de Reynolds [-]
- S área transversal [cm^2]
- T temperatura del medio [K]
- U velocidad del flujo [cm/s]
- V volumen de los cuartos [cm^3]

Letras griegas

α	coeficiente empírico de acreción [–]
α_k	difusividad térmica [cm ² /s]
α_s	difusividad salina [cm ² /s]
β	coeficiente de expansión salina
κ	coeficiente de difusión molecular [cm ² /s]
ν	viscosidad cinemática [cm ² /s]
ζ	altura adimensional de los cuartos [–]
ρ^*	densidad del fluido de trabajo [kg/cm ³]
τ	tiempo característico de reemplazo [s]
φ	constante relacionada con el grado de estratificación en el ambiente [–]

Subíndices

0	relativo a un valor inicial
1	relativo a la primer abertura interna que alcanza el frente denso en los casos de dos aberturas interiores
2	relativo a la segunda abertura interna que alcanza el frente denso en los casos de dos aberturas interiores
avr	relativo a un promedio
B	relativo al borde inferior de la abertura de interiores
c	relativo a un valor crítico
e	relativo a la ventila exterior
end	relativo a la culminación de los experimentos
F	relativo al cuarto con forzamiento o ‘ <i>forced room</i> ’
f	relativo al frente del cuarto con forzamiento
fb	relativo al llenado de caja o ‘ <i>filling box</i> ’
fs	relativo al frente en la parte superior del cuarto con forzamiento
i	relativo a la abertura interior
m	relativo a un valor máximo
nP	relativo al volumen que no participa en el mezclado
p	relativo a la pluma
P	relativo al volumen que participa en el mezclado
r	relativo al flujo que reingresa al cuarto con forzamiento
rc	relativo a la región común a ambos cuartos
s	relativo a la fuente o inyector
sal	relativo a la salmuera
ss	relativo a el estado estacionario o ‘ <i>steady state</i> ’
t	relativo al lecho inferior del techo
T	relativo al borde superior de la abertura de interconexión
Tot	relativo al un valor total
u	relativo al frente del cuarto sin forzamiento o ‘ <i>unforced room</i> ’
U	relativo al cuarto sin forzamiento o ‘ <i>unforced room</i> ’
v	relativo al origen virtual

LISTA DE FIGURAS

- Fig. 1.** Acoplamiento entre el perfil de densidad de la pluma confinada y la estratificación del ambiente. 5
- Fig. 2.** Esquema de las dos categorías de ventilación natural definidas por Linden et al. (1990): ventilación por mezclado y ventilación por desplazamiento. 9
- Fig. 3.** Representación esquemática de los métodos de distribución de aire al interior de una habitación: Etheridge y Sandberg (1996): ventilación mecánica y ventilación natural o híbrida. 10
- Fig. 4.** Esquemas de las diferentes configuraciones de flujo planteadas en la propuesta presentada a UC MEXUS-CONACYT por Linden y Tovar (2005). 15
- Fig. 5.** Representación esquemática de la aproximación de Boussinesq implícita en una de las configuraciones de flujo consideradas en esta tesis. 16
- Fig. 6.** Proceso incipiente del llenado de caja en el caso generalizado del modelo de dos cuartos con una abertura en la pared divisoria. 19
- Fig. 7.** Gravedad reducida adimensional dependiente de la pluma y de la capa densa en un medio homogéneo en función del tiempo. 20
- Fig. 8.** Esquema de los flujos implícitos en el llenado de los cuartos interconectados del caso generalizado con una abertura en la pared divisoria. 21
- Fig. 9.** Esquema de la configuración de dos cuartos interconectados por dos aberturas en la pared divisoria contemplada en el modelo de llenado de caja desarrollado por Thomas *et al.* (2006). 25

Fig. 10. Representación esquemática del la vista frontal, sin escala, del módulo de cuartos interconectados y del tanque ambiente utilizados en los experimentos.	36
Fig. 11. Esquema del acoplamiento del sistema de recirculación utilizado en el método experimental para mantener la cabeza de presión constante a la salida del inyector.	37
Fig. 12. (a) Sección transversal del diseño del inyector y (b) fotografías obtenidas empleando la técnica de Shadowgraph, en las que se compara el flujo producido por un inyector estándar y el inyector diseñado por el Dr. Paul Cooper.	38
Fig. 13. Representación esquemática, sin escala, del corte longitudinal del arreglo experimental.	38
Fig. 14. Curva de calibración típica empleada en la técnica de atenuación de luz por colorante.	39
Fig. 15. Representación esquemática, sin escala, de un corte longitudinal del arreglo utilizado para las visualizaciones.	44
Fig. 16. Disposición de las ventanas utilizadas en el procesamiento de imágenes para la obtención de los valores de densidad de los puntos que conforman los perfiles de densidad.	45
Fig. 17. (a) Histograma de los tonos de gris de una ventana y (b) perfiles de densidad típicos.	46
Fig. 18. (a) Evolución teórica y experimental del frente denso en el cuarto con forzamiento para los casos con una abertura interna superior. (b) Exceso en el avance del frente de la capa densa para el caso T-S.	48
Fig. 19. Representación esquemática de los flujos que se forman al interior de los cuartos derivados de los regimenes de flujo unidireccional laminar y bidireccional turbulento en las diferentes configuraciones de aberturas internas.	50

Fig. 20. Evolución teórica y experimental del primer frente en el cuarto con forzamiento para los casos con abertura interna a media altura.	52
Fig. 21. Evolución teórica y experimental del primer frente en el cuarto con forzamiento para los casos con abertura interna inferior.	53
Fig. 22. Evolución teórica y experimental del avance del los frentes en ambos cuartos en los caos con dos aberturas.	54
Fig. 23. Fotografía del flujo dentro del módulo correspondiente al caso con abertura de 9.89 cm ² al tiempo t~600s, obtenida utilizando la técnica de Shadowgraph.	54
Fig. 24. Altura máxima y altura estacionaria del frente denso en el cuarto con forzamiento en función del nivel del borde inferior de la abertura interna.	55
Fig. 25. Perfiles de densidad correspondientes a los casos de una sola abertura con régimen de flujo laminar unidireccional en la abertura de salida (Casos T-S, M-S y B-S).	59
Fig. 26. Perfiles de densidad correspondientes a los casos de una sola abertura con régimen de flujo turbulento bidireccional en la abertura de salida (Casos T-L, M-L y B-L).	60
Fig. 27. Evolución de la densidad promedio en función del tamaño de la abertura de salida para los casos con dos aberturas y para los caso con una sola abertura inferior B-S y B-L.	62
Fig. 28. Perfiles de densidad correspondientes a los casos con doble abertura interna (Casos TB-S, TB-L y TB-3).	63
Fig. 29. Densidad promedio del volumen participante en función del tiempo, correspondiente a los casos B-S, M-S y T-S.	64
Fig. 30. Evolución teórica y experimental de la densidad adimensional en todos los casos de estudio.	65

LISTA DE TABLAS

Tabla 1. Diferentes combinaciones entre el diámetro de la ventila de salida y la posición de la abertura en la pared divisora, que dieron lugar a los nueve casos estudiados en el presente trabajo. 44

Tabla 2. Tiempos teóricos y experimentales correspondientes a la etapa del llenado de caja para los casos de una abertura. 57

INTRODUCCIÓN

La ventilación natural, ventilación producida por el viento y por diferencias de temperatura, constituye una manera económica y eficiente de mantener dentro de los rangos de confort la calidad del aire y la temperatura al interior de las edificaciones. Los edificios ventilados de esta forma permiten al usuario cierto control local, por ejemplo, por medio de la abertura o del cierre de ventanas. Tal control puede estar asociado con el aumento de confort y productividad del ocupante (Santamouris y Asimakopoulos, 1996), (Fisk, 2000).

La dependencia encargada de manejar la información concerniente a energía en los Estados Unidos, *US Energy Information Administration*, pronostica que durante los siguientes 20 años el consumo energético mundial se incrementará, con un marcado crecimiento en los países en vías de desarrollo. De acuerdo con Butler (2008), los edificios representan casi la mitad del consumo mundial de energía y contribuyen en la misma proporción en la emisión de gases de efecto invernadero. Actualmente son varios los esfuerzos que están encaminados a reducir el consumo energético al incorporar estrategias de bajo consumo en edificaciones nuevas y en remodelaciones. En Europa varios prototipos han demostrado grandes logros, al reducir los requerimientos energéticos hasta en un 80%. A pesar de que esto es un gran avance, los hogares todavía dependen de dispositivos mecánicos para mantener las condiciones de confort en los días más calurosos o fríos del año. Las estructuras de mayor envergadura conllevan cargas térmicas de mayor magnitud donde la interacción entre el exterior y el interior se vuelven más complejas. Esto hace indispensable, aún en edificios de bajo consumo energético, la necesidad de respaldarse en medios mecánicos para el acondicionamiento de los espacios, lo que motiva la investigación para mejorar el diseño y la implementación de estos sistemas.

Los edificios con estándares de bajo consumo de energía que se ventilan de manera natural o híbrida consumen alrededor de 50 kWh/m²/año, mientras que el promedio actual en Estados Unidos y Europa excede los 200 kWh/m²/año (Butler, 2008). La investigación concerniente al aprovechamiento de la ventilación natural e híbrida supone retos y oportunidades. Las oportunidades emergen sólo si se tiene el conocimiento para disponer del viento y la convección natural para generar el efecto deseado, enfriar o calentar, al promover o restringir el flujo a través de los vanos en los edificios. Por lo tanto, la ventilación a través de ventanas, ventilas y puertas juega un papel primordial en la transferencia de calor y en la manera en que se obtiene la calidad del aire al interior. El principal reto que atañe a la investigación concerniente a la ventilación natural e híbrida es el de desarrollar conocimiento aplicable

en el diseño de construcciones de bajo consumo de energía para contribuir en la reducción de la demanda energética global y ayudar en la preservación ambiental.

Actualmente se utilizan varios enfoques para el diseño térmico de edificaciones. Aparte de los criterios generales semi-empíricos, lo más simple es utilizar modelos de nodos o por zonas (Li, 1993; Rees y Haves, 2001; Musy *et al.*, 2002). Estos modelos dividen el espacio en zonas o identifican superficies con nodos a diferentes temperaturas para calcular la transferencia de calor, las temperaturas al interior y la velocidad del flujo de ventilación. Aunque estos métodos son eficientes desde el punto de vista computacional, físicamente no existe un criterio específico para la división en zonas o la asignación de nodos y las franjas de transición son construidas artificialmente; al final, todo recae en la habilidad y juicio del modelador. Por otro lado pueden y son usados, paquetes de cómputo para simular la mecánica de fluidos con modelos de turbulencia, o modelado numérico directo de los flujos de ventilación (Mora *et al.*, 2003; Jiang *et al.*, 2003). A pesar de que teóricamente el uso de estos métodos es viable, resultan ser caros y complicados debido al desafío que representa el modelar turbulencia estratificada dentro de la compleja geometría de los edificios. Así, en la realidad, difícilmente se implementan en estudios de diseño.

El objetivo de este trabajo es caracterizar cualitativa y cuantitativamente los flujos que se desarrollan en un sistema de dos habitaciones, por lo que en este trabajo se simulan experimentalmente los procesos de flujo que ocurren en un módulo de dos cuartos interconectados bajo distintas condiciones de interconexión y con diferentes tamaños de abertura exterior. A partir de visualizaciones se identifican los procesos clave y las estructuras de flujo que se desarrollan al interior del espacio en las diferentes configuraciones del modelo a escala; posteriormente se elaboran esquemas de tales procesos con los que puede dotar a los diseñadores de una herramienta de análisis para definir las estrategias a seguir en el anteproyecto. Aunado a esto, se desarrollan modelos matemáticos validados experimentalmente los cuales por sí mismos o incorporados en software de simulación térmica de edificios pueden servir para la evaluación cuantitativa del proyecto.

CAPÍTULO 1

ANTECEDENTES

En este capítulo se hace una breve reseña de los avances en la investigación sobre los fenómenos convectivos que tienen relevancia y que están vinculados a esta tesis. Al inicio se expone el desarrollo de la teoría de plumas y se describen los trabajos pioneros en aplicar el conocimiento que se tenía sobre convección natural en edificaciones. Se hace un recuento de investigaciones relacionadas con una sola habitación, las cuales aumentaron su complejidad y dieron pie al análisis de los patrones de flujo en cuartos interconectados. Por último se describen ciertos pormenores referentes a la simulación en modelos de laboratorio de los fenómenos convectivos que se presentan en las edificaciones.

1.1 Teorías de plumas y del llenado de caja

Uno de los principales flujos de la naturaleza es la convección, flujo derivado por fuerzas de flotación generadas por la diferencia de densidad en un fluido dentro de un campo gravitacional; y la forma más común en la que ésta se presenta es la pluma, la cual es un flujo convectivo con movimiento predominantemente vertical que es originado por una fuente de flotación que persiste durante un tiempo mayor que el tiempo requerido para que el fluido sea elevado dentro de la pluma (Linden, 1999).

En un inicio, la mayoría de los estudios sobre corrientes de convección inducidas por cuerpos calientes estaban enfocados a encontrar los campos de velocidad y temperatura cerca de los mismos. El primero en considerar los efectos de estas corrientes de flotación en un punto distante de la fuente de calor fue Schmidt (1941), quien estudió el comportamiento de plumas de aire convectivas sobre fuentes de calor puntuales y lineales en una atmósfera uniforme e incompresible (Morton *et al.*, 1956). Schmidt observó que las plumas ascendentes de aire caliente provenientes de una fuente pequeña cuando el flujo es turbulento tienden a quedar confinadas dentro de una región cónica, como en el caso de chorros forzados. Basado en este hecho él describió la dinámica de estos flujos suponiendo que la

distribución de velocidad y temperatura se pueden encontrar haciendo un balance entre la transferencia de calor y momento horizontal de naturaleza turbulenta y la transferencia vertical por convección.

Mediciones experimentales en plumas sobre un quemador de una flama de gas y sobre quemadores en línea de gas en aire fueron obtenidas por Yih (1951) y Rouse *et al.*, (1952) con las cuales se verificaron los cálculos de Schmidt (Morton *et al.*, 1956). Sin embargo, el caso de una pluma alojada en un ambiente estratificado en donde existe un gradiente de densidad quedaba sin resolver.

Así cuando la temperatura del aire por el que asciende la pluma no es uniforme, las ecuaciones de movimiento que gobiernan el fenómeno propuestas por Schmidt o por Batchelor no se satisfacen (Morton *et al.*, 1956). En particular, cuando en el fluido ambiente se presenta una estratificación estable, todo el movimiento toma parte en una región vertical con límites definidos y está en función de complejos fenómenos de mezclado. Por esta razón Taylor (1945) propuso una hipótesis de acreción para representar la mecánica de las plumas en aire sin la necesidad de comprender a detalle la forma en que se suscita el mezclado turbulento del aire caliente con el ambiente (Turner, 1986).

La hipótesis de acreción fue por primera vez presentada por Sir Geoffrey Taylor en tiempos de guerra en un reporte acerca de la dinámica ascendente de gases calientes en aire; más tarde, la expuso en una convención de la Pacific Science Association en 1949. Esta hipótesis fue ampliamente comentada en Batchelor (1954), quien por esos tiempos asesoraba a dos estudiantes en un trabajo teórico y experimental que abordaba el mismo problema. Esto llamó la atención de Taylor y resultó en la publicación conjunta Morton, Taylor & Turner (1956) (Turner, 1986) donde resolvieron el problema de la cerradura de las ecuaciones de balance en turbulencia valiéndose de la suposición propuesta por Taylor. Esta suposición, llamada “*entrainment assumption*”, establece que la velocidad característica del flujo entrante para cualquier altura dentro de la pluma debido al arrastre turbulento, es proporcional a la velocidad vertical característica dentro de la pluma a esa misma altura: por lo que a mayor velocidad, mayor es la acreción. Con este fundamento les fue posible utilizar las ecuaciones de conservación de volumen, cantidad de movimiento y energía para estudiar las corrientes de convección vertical en cuerpos de fluido con estratificación estable.

A pesar de que la aplicación obvia de este método es en la transferencia de calor por convección natural, la característica esencial de la convección gravitacional es la existencia de una fuente de flotación. Por lo que el mismo patrón de convección puede ser producido, por ejemplo, con

una fuente de calor en un gas o por una fuente de líquido ligero dentro de un ambiente de líquido pesado completamente miscible.

Con el problema de cerradura resuelto, Baines y Turner (1969) estudiaron plumas confinadas en un cuarto. Observaron que la estratificación de la densidad ambiental se acopla a la evolución de la pluma a través del arrastre de la misma y desarrollaron el modelo de llenado de caja o “*filling box*”. Este modelo, ahora clásico, describe el flujo inducido por una pluma ideal dentro del ambiente de un cuarto cerrado, en el cual, cuando el fluido de la pluma de flotación alcanza el techo se esparce y produce una capa flotante caliente que se extiende hacia abajo.

En este mismo artículo estudiaron la evolución de la interfase o “primer frente”, que se crea después de que el fluido de flotación choca contra el techo y se esparce produciendo una capa flotante caliente que comienza a descender dentro del cuarto. Debido a que todo el fluido que se incorporaba a la capa de fluido ubicada sobre el frente provenía del fluido ambiente debajo de la interfase como resultado de la acreción de la pluma, la evolución del frente la definieron con un balance de volumen a la altura de la interfase. Dedujeron los patrones de flujo a partir de los balances de conservación de masa y de flotación (Fig. 1), puntualizando que el frente de la capa creada por el fluido de la pluma marca la ubicación de un cambio abrupto en la densidad del ambiente, ya que debajo del frente la densidad (temperatura) permanece constante y conserva su valor inicial, mientras que encima de éste la variación de la densidad es suave y continua.

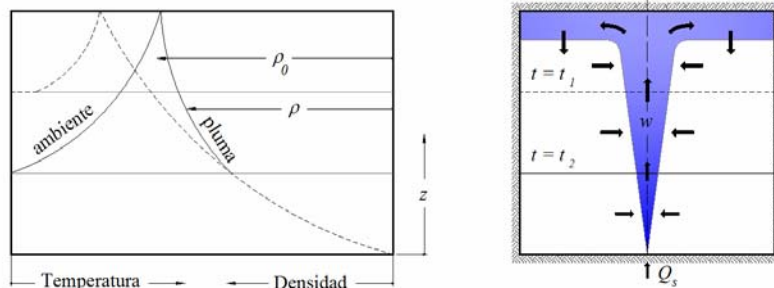


Fig. 1. Esquema de la estratificación en el llenado de caja, Debido a una fuente caliente, mostrando el desplazamiento de la pluma y el ambiente, y los perfiles de temperatura correspondientes a dos tiempos. La línea horizontal muestra la posición del primer frente. La línea punteada corresponde al tiempo 1 y la línea continua al tiempo 2, mientras que ρ y ρ_0 son la densidad dentro y fuera de la pluma, respectivamente (Baines y Turner, 1969).

La hipótesis de acreción de Taylor fue criticada al no ser completamente cierta en circunstancias particulares, lo que condujo a una serie de debates acerca de posibles formulaciones alternativas. Sin embargo, Turner (1986) demostró que la suposición de acreción es sorprendentemente exitosa al aplicarse en la descripción de fenómenos naturales en un amplio rango de escalas; que puede ser adaptada para tratar otras circunstancias tomando en consideración otros procesos físicos, y que en

esencia sirve como punto de referencia para cuantificar una amplia gama de problemas de mezclado. Este mismo autor desarrolló una teoría para plumas inclinadas (corrientes de gravedad) que incluye el efecto de fuerzas de flotación las cuales inhiben el mezclado a lo largo de la interfase de la pluma; realizó una compilación de la teoría fundamental y de experimentos de laboratorio que fueron usados para comprender y cuantificar el fenómeno, y concibe diversas aplicaciones en contextos atmosféricos, oceánicos y geológicos.

Por su parte Worster y Huppert (1983) ampliaron la teoría formulada del modelo de llenado de caja al desarrollar una expresión analítica que describe la evolución de los perfiles de densidad generados por una pluma turbulenta en un espacio confinado. Esto fue un gran avance sobre los métodos existentes para determinar la evolución temporal de los llenados de caja, los que se basaban, hasta entonces, en simulaciones numéricas y, por ende, requerían de una evaluación separada para cada lapso de tiempo de interés.

1.2 El desarrollo de la investigación de flujos convectivos en edificaciones

Uno de los pioneros en atender la importancia de aplicar el conocimiento desarrollado hasta ese entonces sobre convección natural para entender la dinámica de los flujos en edificaciones fue Epstein (1988). En su artículo considera que para lograr este entendimiento es primordial conocer la dinámica de los flujos generados por fuerzas de flotación a través de las aberturas que conectan los cuartos en los edificios.

A pesar de la gran cantidad de estudios que trataban problemas de convección natural sólo Brown (1962) y Mercer y Thompson (1975 a,b) habían analizado los flujos de intercambio entre dos compartimentos generados por diferencias de densidad a través de una abertura (Epstein, 1988). En sus experimentos Brown utilizó aire como fluido de trabajo y estudió el flujo de intercambio a través de aberturas cuadradas al imponer diferentes temperaturas en las cámaras. Estos abarcaron un rango de razón de aspecto entre el espesor de la división y la longitud de uno de los lados de la abertura, L^*/s^* , de 0.0825 a 0.66. Interpretó el flujo de intercambio como un fenómeno de transporte de calor y expresó los resultados de los experimentos mediante una correlación entre el número de Nusselt $Nu = h L^*/k$ y el número de Grashof $Gr = g\beta(C_{a,s} - C_{a,0})L^{*3}/\nu^2$. Uno de los resultados más notorios en su investigación fue que el flujo de intercambio aumentaba al crecer la razón de aspecto L^*/s^* . Mientras tanto Mercer y Thompson (1975) analizaron el flujo generado por fuerzas de flotación en pequeños tubos inclinados. En sus experimentos la diferencia de densidad entre los compartimentos se logró al usar salmuera en

uno y agua en el otro. La razón de aspecto entre el largo y diámetro del tubo, L^*/d^* , que abarcaron fue de 3.5 a 18. Sin embargo, ellos obtuvieron un resultado completamente opuesto al reportado por Brown, puesto que el flujo de intercambio disminuía al incrementar L^*/d^* ; concluyendo que, para una sola abertura, la tasa de flujo de intercambio máxima tenía lugar al manejar razones de aspecto, L^*/d^* y L^*/s^* de 0.66 y 3.5, respectivamente.

Además de estas dos investigaciones, Epstein (1988) se basó en publicaciones acerca de flujo de intercambio a través de divisiones verticales: 1.- flujo de intercambio a través de aberturas de L^*/s^* reducido, semejante al que tienen puertas y ventanas, reportados por Brown and Solvason (1962) y Shaw (1971), este último también estudió el flujo combinado producido por fuerzas de flotación y de presión a través de una puerta en una división vertical, 2.- flujos generados experimentalmente por gravedad a través de un ducto horizontal que conecta dos compartimentos, de Leach y Thomspn (1975); 3.- estudios experimentales y teóricos del estados transitorio de un flujo inducido por fuego a través de una ventana o puerta, de Prah y Emmons (1975) y Steckler *et al.* (1982, 1984, 1985), en este último trabajo utilizaron la técnica de salmuera y agua para el modelado de flujos generados por flotación en gases de incendios dentro de una estructura con múltiples compartimentos y donde se comparan los resultados experimentales a escala con los antes obtenidos en una prueba de incendios en una instalación a escala natural, con lo que se demostró la utilidad de la técnica de salmuera y agua para predecir el comportamiento de gases calientes a escala natural.

Con estos precedentes Epstein (1988) estudió el flujo de intercambio a través de un orificio en la partición horizontal que separaba dos compartimentos. El área de la abertura era pequeña comparada con la extensión de la división horizontal, con el fin de que la abertura restringiera el flujo. La densidad del gas que contenía el compartimiento superior era mayor a la del inferior, como en el caso de los incendios, en donde dicha disparidad se debe en parte a la diferencia en composición y en parte a la diferencia de temperatura de los gases. Puesto que los compartimientos estaban sellados él observó que, por conservación de masa, el flujo ascendente de gas ligero originaba un contraflujo de intercambio a través de la abertura. En una primera parte de su estudio midió el flujo para diferentes tamaños de abertura, manejando un rango de razón de aspecto entre el espesor y el diámetro, L^*/d^* , entre 0.01 y 10.0. Identificó 4 diferentes regímenes al incrementar L^*/d^* en ese rango y encontró que la relación existente entre la tasa de flujo de intercambio y L^*/d^* alcanzaba un pico. Refirió que para propósitos prácticos la tasa de flujo de intercambio era independiente de la viscosidad, puesto que en sus experimentos los efectos viscosos eran despreciables, y que bajo esta premisa es posible correlacionar el número de Froude $Fr=Q/(d^{*5}g\Delta\rho/\rho)^{1/2}$ y L^*/d^* . Una segunda parte de su estudio fue al

análisis experimental del mismo fenómeno, pero con dos aberturas en la partición horizontal, donde observó tres posibles regímenes de flujo entre los que se incluían flujos unidireccionales y flujos en contra corriente a través de las aberturas. Aludió las ventajas de manejar salmuera y agua para representar flujos de flotación en gases, siempre y cuando la difusividad térmica y viscosa no fueran relevantes; esto es, en el régimen de flujo turbulento.

Otros de los pioneros en describir los patrones de flujo que se manifiestan al ventilar naturalmente un cuarto conectado al ambiente fueron Linden *et al.*, (1990). El propósito de su investigación fue esclarecer la mecánica de fluidos de los procesos que ocurren en sistemas naturalmente ventilados. Su trabajo fue motivado por la necesidad de entender más a fondo los flujos de fluidos al interior de las edificaciones causadas por la diferencia de temperatura existente entre el exterior y el interior, sin considerar los efectos del viento, a sabiendas del gran impacto que los vientos tienen sobre la ventilación natural pero con la finalidad de simplificar el problema. Consideraron básicamente dos configuraciones: primero, estudiaron el flujo transitorio que se desarrolla cuando el interior está a diferente temperatura que el exterior y una o más ventilas son abiertas, y segundo, estudiaron los efectos de fuentes de calor constantes al interior.

Además, en ambas configuraciones, dividieron los flujos en dos categorías básicas, a las cuales llamaron *ventilación por mezclado* y *ventilación por desplazamiento*. En la ventilación por mezclado el aire fresco es introducido de tal manera que se promueve el mezclado total de éste con el aire al interior logrando un ambiente homogéneo. Las aberturas fueron dispuestas para que en el caso de un cuarto con aire caliente, el aire frío entrara por la parte alta para que la convección debida a fuerzas de flotación produjera el mezclado (Fig. 2a). En estos casos si hay una sola ventila ésta sirve para la entrada y salida de aire. En la ventilación por desplazamiento el aire frío y por ende más denso, entra al cuarto por la parte baja mientras que aire caliente sale por la parte alta. En este caso se genera una fuerte estratificación y el mezclado vertical es mínimo (Fig. 2b). Aunque en realidad varios sistemas caen dentro de una clasificación intermedia, ellos mostraron que la mayoría de los casos pueden ser descritos en términos de cualquiera de estas dos categorías. La teoría desarrollada para estos dos modelos de ventilación la compararon exitosamente con experimentos de laboratorio.

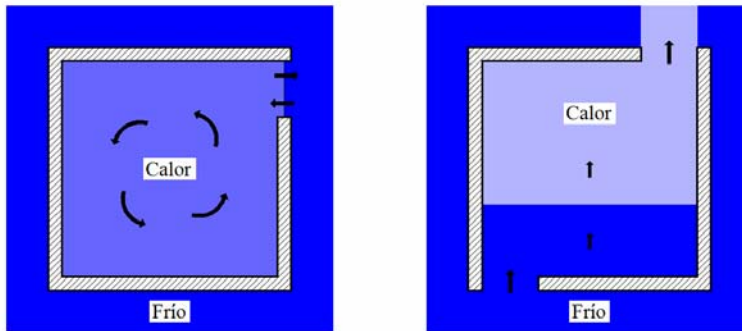


Fig. 2. Forma en que la ventilación natural se puede llevar a cabo en un espacio. (a) Ventilación por mezclado: el aire frío entra por la parte alta del cuarto, mezclando el aire al interior mientras desciende. (b) Ventilación por desplazamiento: el aire frío entra por la parte baja, desplazando el aire caliente hacia arriba, casi sin mezclarse.

De la primera configuración determinaron que la ubicación de las ventilas rige la manera en que se desarrollan los flujos al interior del cuarto, que la magnitud del flujo a través de cualquiera de las aberturas está determinado por la magnitud de la diferencia de presión entre el exterior y el interior del cuarto y por el tamaño y geometría de las aberturas.

Para la segunda configuración incluyeron fuentes internas de flotación hasta permitir que se estableciera el estado permanente y estudiaron el efecto de fuentes puntuales, lineales y verticalmente distribuidas, con el fin de representar a los usuarios de los edificios, equipo, maquinaria y luz del sol irradiando en las superficies internas. El estado permanente fue considerado como una extensión del modelo de llenado de caja, con la adición de un intercambio continuo entre el espacio interior y el ambiente exterior.

Una de las principales aportaciones de sus investigaciones fue concluir que en el estado permanente el desarrollo de la estratificación en el ambiente únicamente está determinado por la distribución y tamaño de las aberturas y por la distribución y naturaleza de las fuentes. Esto es válido tanto para la ventilación por mezclado como para la ventilación por desplazamiento, sin importar la magnitud de la fuente, pues si ésta incrementa, también lo hacen la magnitud de la estratificación y las velocidades inducidas, sin alterar los patrones de flujo y la forma de los perfiles de densidad. Señalaron que para aplicar los resultados obtenidos en su estudio a problemas prácticos es necesario escalar las fuentes de flotación para que éstas correspondan a una situación real; que a pesar de que los cálculos y los experimentos están restringidos a una geometría muy básica y a fuentes de flotación idealizadas proveen un medio para determinar las características de los flujos y el movimiento del aire en edificios complejos.

Estas investigaciones dieron pie a muchas otras, las cuales contemplaron aspectos más específicos que habían sido omitidos para simplificar el caso de estudio. Rooney y Linden (1996) estudiaron la similitud entre los casos de plumas donde es válida la aproximación de Boussinesq y los

casos en las que ésta no se cumple. Linden y Cooper (1996), extendieron el modelo teórico del llenado de caja de una sola fuente con la adición de múltiples fuentes de flotación. Cooper y Linden (1996) consideraron dos fuentes de flotación, una positiva y la otra negativa. Hunt y Linden (1999) analizaron los flujos en el estado transitorio y en el estado permanente (2001) de la ventilación natural producida por diferencias de densidad favorecida por los efectos del viento, y posteriormente (2004) ampliaron este análisis para el caso particular en el que la fuerza del viento impide que la ventilación por desplazamiento se lleve a cabo y produce en su lugar ventilación por mezclado. Hunt y Kaye (2001) notaron que las plumas ideales no deben ser tratadas de la misma manera que las plumas que en su constitución incluyen una fuente de masa, pues la región cónica en las que unas y otras quedan confinadas es diferente, por lo que propusieron una corrección cónica por medio del corrimiento del origen de la pluma a un punto ficticio o “*virtual origin*”. Caulfield y Woods (2002) desarrollaron un modelo de mezclado que describe la evolución de la densidad en una habitación que aloja una fuente finita de masa y de flotación; Woods *et al.*, (2003) describieron el bloqueo de la ventilación natural derivado de una fuente de masa excesiva al interior del cuarto; Conroy *et al.*, (2005) estudiaron teórica, numérica y experimentalmente la evolución de la concentración de especie química de una pluma en una habitación ventilada.

Otra de las aportaciones importantes de Woods *et al.*, (2003) es que proporcionaron los fundamentos teóricos para clasificar los métodos de distribución de aire al interior de una habitación. En la práctica se habían distinguido dos maneras de controlar la distribución de aire dentro de una habitación ventilada: por cantidad de movimiento y por fuerzas de flotación, de acuerdo con Etheridge y Sandberg (1996). La primera constituye un régimen de ventilación puramente mecánico, mientras que la segunda aprovecha la convección generada por diferencias de densidad.

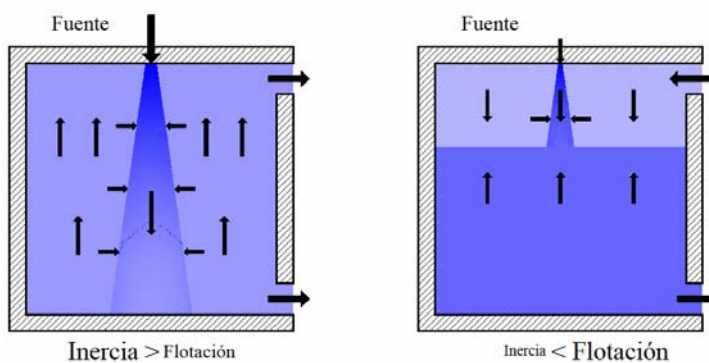


Fig 3. (a) Ventilación mecánica, el flujo másico prevalece sobre los efectos de flotación, con flujo al exterior a través de ambas aberturas Woods *et al.*, (2003). (b) Ventilación natural, se desarrolla una estratificación estacionaria de dos capas con flujo al exterior a través de la abertura inferior y un flujo hacia adentro a través de la ventila superior, Linden *et al.*, (1990).

Por otra parte, el grupo de transferencia de energía y masa, del CIE-UNAM ha llevado a cabo investigación de convección en cavidades que tienen una estrecha relación con la ventilación natural.

Estos estudios incluyen diferentes configuraciones como convección en un medio estratificado (Tovar *et al.*, 1999, 2001), en tubos cilíndricos (Arakeri *et al.*, 2000) y en una pared vertical con una condición de frontera combinada (Tovar *et al.*, 2004), (Barrios *et al.*, 2005).

1.3 Casos de ventilación natural en dos habitaciones

Con la finalidad de producir modelos más realistas para analizar problemas prácticos se iniciaron una serie de investigaciones en donde uno de los aspectos a estudiar eran los patrones de flujo que resultan al interconectar dos cuartos. En estos experimentos, típicamente, la fuente de flotación está ubicada en el *cuarto con forzamiento* el cual se conecta por una o varias aberturas a otro cuarto de volumen finito, el cuarto *sin forzamiento*; ambos cuartos no se conectan con el ambiente. Wong y Griffiths (2001) consideraron el caso más simple de una sola abertura y encontraron dos comportamientos diferentes dependiendo de la ubicación vertical de la abertura. Si la abertura era ubicada en la parte alta del cuarto, fluido flotante corría del cuarto con forzamiento hacia el cuarto sin forzamiento, induciendo el desarrollo de una capa de flotación en este último, la cual se extendía desde el techo hasta el lecho bajo de la abertura. Mientras que el flujo en el cuarto con forzamiento se desarrollaba de manera similar al modelo de llenado de caja. Por otro lado, si la abertura era ubicada lejos del techo, eventualmente fluido de flotación salía del cuarto con forzamiento y ascendía en forma de pluma turbulenta en el otro cuarto generando en ambos cuartos flujos que evolucionaban siguiendo el modelo de llenado de caja con la presencia de un flujo de intercambio a través de la abertura.

Lin y Linden (2002) consideraron circunstancias cualitativamente diferentes donde los dos cuartos fueran conectados por dos aberturas en la pared divisoria, una pegada al techo y la otra pegada al piso. Encontraron que durante la evolución temprana del flujo se presentaban dos fases distintas. Inicialmente, se desarrolló ventilación por desplazamiento en el cuarto con forzamiento, donde por la parte alta el fluido de flotación se desplazaba hacia el cuarto sin forzamiento, mientras que por la parte baja fluido denso corría hacia el cuarto con forzamiento. Debido a que la distribución la densidad cambia constantemente en el cuarto sin forzamiento, el flujo no alcanza el estado permanente, sino que el sistema evoluciona en una escala de tiempo mayor determinada por el cuarto de mayor tamaño.

Hasta ahora, varios investigadores han estudiado ventilación natural, experimental y teóricamente, en varias configuraciones para un cuarto y su interconexión con otro, ventilación por desplazamiento y por mezclado, con varias fuentes de flotación y combinaciones con el viento, con el objetivo de brindar a los diseñadores relaciones cuantitativas del transporte e información cualitativa de cómo se mueve el aire dentro del espacio. Se han desarrollado cálculos y experimentos para edificios a escala y, usando argumentos dinámicos, se han encontrado relaciones matemáticas que describen las características del flujo y la transferencia de calor a escala natural.

1.4 Desarrollo de la simulación de fenómenos convectivos en el laboratorio

En contraste con la ventilación generada por la fuerza del viento es difícil llevar a cabo estudios en donde la ventilación es inducida por fuerzas de flotación, debido a la importancia que adquieren los efectos viscosos al trabajar a bajos números de Reynolds $Re=UH/\nu$. En consecuencia, la mayoría de los estudios efectuados antes de la década de los noventa se realizaban a una escala cercana a la del problema en la realidad (Lane-Serff, 1989) y habían estado restringidos a tratar flujos en un solo espacio en ocasiones parcialmente dividido.

Para solucionar este problema, un grupo de Cambridge desarrolló una metodología para el modelado a pequeña escala utilizando agua como fluido de trabajo (Linden *et al.*, 1990), donde las fuerzas de flotación se obtienen a través de diferencias de concentración salinas y la fuerza de flotación queda descrita en términos de la gravedad reducida g' como

$$g' = g \frac{\Delta\rho}{\rho} = g \frac{\Delta T}{T},$$

donde g es la aceleración de la gravedad y $\Delta\rho/\rho$ es la diferencia de densidad relativa producida por una diferencia relativa de temperatura medida en grados Kelvin $\Delta T/T$. Los parámetros adimensionales que deben ser semejantes en ambas escalas son el número de Reynolds y el número de Peclet,

$$Re = \frac{UH}{\nu}, \quad Pe = \frac{UH}{\kappa},$$

donde H es la altura del cuarto, U es la velocidad característica del fluido, ν es la viscosidad cinemática y κ es el coeficiente de difusividad molecular. Para los flujos generados por fuerzas de flotación, la velocidad U es $(g'H)^{1/2}$, por tanto

$$Re = \frac{(g'H)^{1/2} H}{\nu}, \quad Pe = \frac{(g'H)^{1/2} H}{\kappa}.$$

El problema estriba en que al usar aire en los modelos a escala de laboratorio, por lo general el valor de H disminuye, al menos, por un factor de 10 y estos parámetros adimensionales se reducen al menos 30 veces. Sin embargo, al usar salmuera las diferencias de densidad permiten valores mayores de gravedad reducida, los valores de ν y κ son menores para el agua salada que para el aire por lo que se pueden obtener valores de Re y Pe similares a los que se manejan a escala natural.

Los flujos, tanto a escala natural como a las escalas que se manejan en laboratorio, sobrepasan fácilmente valores de Reynolds $Re=10^3$; y para ambos son irrelevantes los efectos viscosos y difusivos, exceptuando las escalas muy pequeñas. A manera de comprobación se tienen las investigaciones de Lane-Serff (1989) y Savardekar (1990), las cuales muestran comparaciones cuantitativas entre modelos de laboratorio y mediciones tomadas a escala natural, que confirman que los flujos a escala natural son bien representados de manera efectiva por los modelos a escala.

Al poder representar la ventilación generada por fuerzas de flotación en modelos a escala se tienen dos beneficios principalmente. Primero, usando equipo moderno de visualización y de adquisición de datos se obtienen imágenes y datos del flujo y se evitan varias de las dificultades inherentes al obtener datos en cuartos a escala natural. Las visualizaciones revelan el comportamiento cualitativo de los flujos y ayudan a identificar procesos claves que difícilmente son observados en edificios reales o en simulaciones numéricas. Segundo, los resultados cuantitativos obtenidos en el laboratorio se utilizan para formular y validar modelos teóricos de ventilación.

CAPÍTULO 2

MODELO TEÓRICO

En este capítulo se proponen dos modelos simplificados que describen la evolución de la densidad y por ende de la temperatura dentro de los cuartos; uno para el corto plazo que abarca el llenado de caja o *'filling box'*, y otro para el largo plazo, en el que la densidad aumenta de manera asintótica hasta llegar a un valor permanente. En § 2.1 se describe la propuesta de Linden y Tovar (2005) de la cual se deriva esta tesis y se define en particular la configuración de los casos de estudio. Para ilustrar la evolución del flujo¹ en el corto plazo, en § 2.2 se presenta la teoría que describe el proceso de llenado de caja que toma en cuenta la influencia de las aberturas internas. En § 2.3 se propone el modelo que describe en el largo plazo el desarrollo de la densidad promedio y se menciona la influencia que tiene sobre éste el tamaño de la ventila exterior.

2.1 DEFINICIÓN DEL PROBLEMA

El objetivo de esta investigación es examinar el flujo generado por una fuente puntual caliente o fría, dentro de un edificio conformado por dos habitaciones interconectadas, donde los efectos de flotación prevalecen sobre los efectos inerciales. El trabajo se enfoca a estudiar los efectos de las aberturas que permiten el intercambio de aire entre los cuartos colindantes y con el ambiente, con el fin de desarrollar modelos matemáticos que describan la dinámica de los flujos y la transferencia de calor. Estos modelos son validados por los resultados de una secuencia análoga de experimentos de laboratorio.

Son vastas las posibilidades hidrodinámicas para los flujos en habitaciones, producidos por fuentes aisladas de flotación, masa y cantidad de movimiento. El objetivo de la propuesta presentada por Linden y Tovar (2005) era el de investigar la ventilación en edificios al analizar varias configuraciones de flujo en una cavidad dividida por diferentes particiones. Propusieron una secuencia

¹ Las letras minúsculas con asterisco representan distancias, tiempos y densidades dimensionales, y aquellas sin asterisco designan estas cantidades adimensionales.

de estudios donde se incrementaba la complejidad en cada serie experimental. Las configuraciones de flujo que plantearon fueron:

1.- Flujo en dos cuartos interconectados por una sola abertura que cambia de posición y con una sola abertura exterior ubicada en el techo del cuarto sin forzamiento, para generalizar el trabajo de Wong & Griffiths (2001), (Fig. 4a).

2.- Flujo en dos cuartos interconectados por dos aberturas, una abertura en la parte alta y otra en la parte baja de la pared divisoria, con una sola abertura exterior ubicada en el techo del cuarto sin forzamiento, para extender los resultados de Lin & Linden (2002), (Fig 4b).

3.- Flujo en dos cuartos interconectados por dos aberturas, las cuales varían su tamaño y su ubicación en la pared divisoria y con una sola abertura exterior ubicada en el techo del cuarto sin forzamiento, (Fig. 4c).

4.- Flujo en dos cuartos interconectados por dos aberturas, las cuales varían su tamaño y su ubicación en la pared divisoria, y con dos aberturas exteriores ubicadas una en el piso del cuarto con forzamiento y otra en el techo del cuarto sin forzamiento, (Fig 4d).

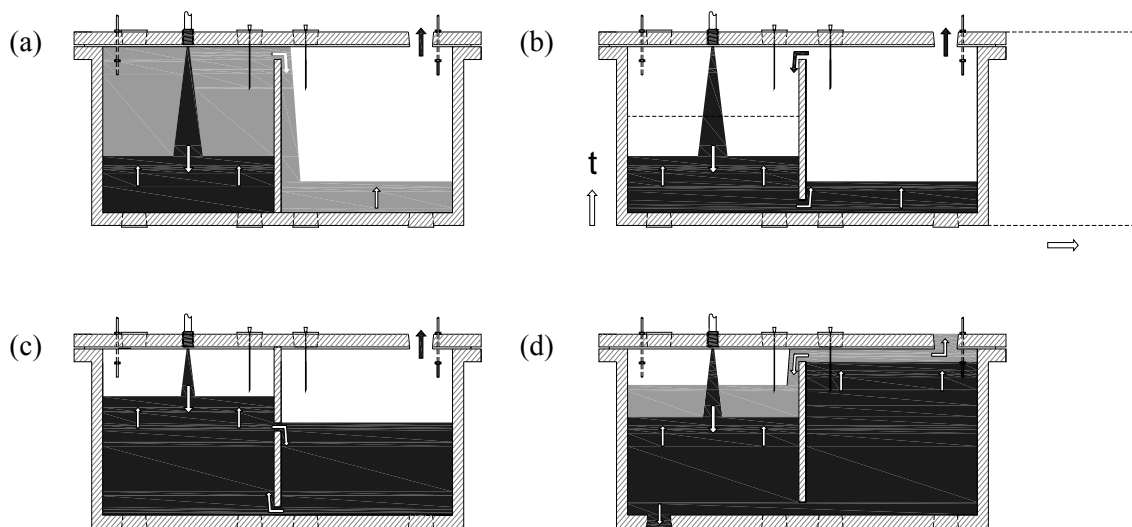


Fig. 4. Representación esquemática de las diferentes configuraciones de flujo planteadas en la propuesta presentada a UC MEXUS-CONACYT por Linden y Tovar (2005).

Los primeros tres casos de estudio incluidos en su propuesta ya fueron estudiados y reportados en Tovar *et al.* (2007) y Thomas *et al.* (2008). El siguiente paso lógico sería estudiar la cuarta y última configuración, en la cual se presentan casos con aberturas de salida en la parte baja y alta de la cavidad; sin embargo, se consideró que antes de emprender tal empresa, hacía falta estudiar los casos en los que la abertura de salida está ubicada en el piso del cuarto sin forzamiento. Por lo tanto, este trabajo se centra en esa geometría de flujo la cual complementa los trabajos que le anteceden.

2.1.1 Configuración de los casos de estudio

El problema que nos atañe es el de caracterizar los flujos generados por efectos de flotación y la transferencia de calor que tienen lugar en un módulo de dos cuartos interconectados. Por lo anterior, en un modelo de dos habitaciones geoméricamente iguales y de envolvente adiabática, se estudian los efectos que tienen la ubicación y el número de las aberturas internas; así como el tamaño de la abertura exterior sobre el desarrollo de los flujos internos generados por una fuente de flotación puntual. En una primera instancia se realiza el estudio para el caso en el que los cuartos están conectados entre sí por una sola abertura que se ubica en diferentes posiciones, primero pegada al techo, después a una altura intermedia y por último pegada al piso. En una segunda instancia el estudio se hace con dos aberturas ubicadas en los extremos superior e inferior de la pared divisoria. En ambos estudios, las aberturas de la pared divisoria son ranuras que abarcan todo lo largo de la pared y tienen la extensión necesaria para evitar la situación de bloqueo o *'blocking'* descrita en Woods *et al.* (2003), la cual puede restringir el flujo de retorno al cuarto con forzamiento y generar una diferencia significativa entre la densidad promedio de los cuartos. En el modelo, la fuente está ubicada en el centro del techo del cuarto con forzamiento, y en el piso del cuarto sin forzamiento, se coloca la abertura que conecta a ambos cuartos con el ambiente. El diámetro de la ventila exterior se varía en las diferentes corridas experimentales. En los experimentos se utiliza agua y se inyecta salmuera para obtener gradientes de densidad que simulen gradientes térmicos. Como la densidad relativa entre los fluidos es pequeña la aproximación de Boussinesq es válida. Los resultados obtenidos en nuestro modelo, con la fuente de flotación negativa situada en el techo, la cual representa a una fuente fría, son también válidos al invertir la configuración, es decir con una fuente de flotación positiva localizada en el piso, la cual representa una fuente cálida (Worster y Huppert, 1983).

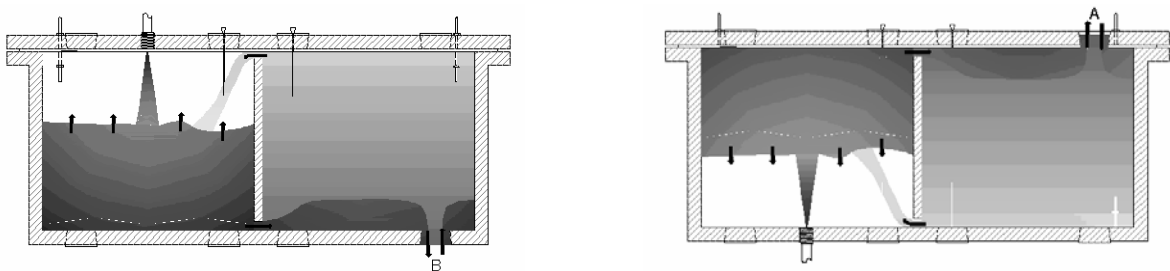


Fig. 5. Representación esquemática de una de las configuraciones de flujo consideradas en esta tesis (izquierda). La configuración para calentamiento (derecha) es equivalente de acuerdo a la aproximación de Boussinesq.

2.2 CORTO PLAZO

El corto plazo se refiere al proceso de llenado de caja, el cual comienza con la formación de la pluma de flotación negativa y acaba cuando el primer frente de fluido denso alcanza el techo del cuarto con forzamiento al tiempo t_i . Esto último implica que todo el fluido que participa en la dinámica de mezclado ya ha sido arrastrado por la pluma de origen y, por lo tanto, ha cambiado su densidad inicial.

En esta sección se describe teóricamente el avance del frente denso generado por la pluma de origen, el desarrollo de los flujos a través de la abertura interna y se definen los diferentes tiempos que constituyen el llenado de caja.

2.2.1 Casos con una abertura interna

El caso de estudio corresponde a la configuración de un módulo de altura H dividido por una pared vertical de tal manera que las áreas en planta de los dos cuartos son iguales $S_F = S_U$. La pared divisoria tiene la abertura rectangular de área A_i localizada a un nivel arbitrario z_i^* . Como se mencionó anteriormente, el área de la abertura de interconexión es lo suficientemente amplia para evitar una situación de bloqueo que provoque una marcada diferencia de densidad entre los cuartos. Al centro del techo del cuarto con forzamiento se localiza la fuente no ideal, la cual además de suministrar flujo de flotación, proporciona flujos finitos de volumen y de cantidad de movimiento. En el piso del cuarto sin forzamiento se dispone de una ventila de área $A_e \ll A_i$ que conecta a los cuartos con el ambiente.

2.2.1.1 Llenado del cuarto con forzamiento

Inicialmente ambos cuartos contienen fluido homogéneo de densidad ρ_0 . El proceso de llenado del cuarto con forzamiento comienza con el suministro de fluido de densidad $\rho_s = \rho_0 + \Delta\rho_s$ y gravedad reducida $g'_s = g\Delta\rho_s/\rho_0$, a través del inyector con un gasto volumétrico Q_s . El fluido inyectado en el cuarto con forzamiento forma una pluma turbulenta descendente con flujo de flotación total $B_s = g'_s Q_s$.

Simultáneamente, como el flujo es incompresible, se establece un flujo neto $Q_i = Q_s$ del cuarto con forzamiento al cuarto sin forzamiento a través de la abertura interna y un flujo volumétrico $Q_e = Q_s$ del cuarto sin forzamiento hacia el ambiente a través de la ventila exterior (Fig. 6). Conforme la pluma avanza hacia el piso incorpora fluido de densidad inicial debido al fenómeno de acreción, tal como describen Morton *et al.*, (1956). Ellos encontraron que el flujo volumétrico de la pluma Q_p y su

gravedad reducida g'_p están relacionadas con el flujo de flotación B_s y con la profundidad z^* , medida desde el origen de la pluma, mediante

$$Q_p = CB_s^{1/3} z^{*5/3}, \quad (2.1)$$

$$g'_p = \frac{1}{C} B_s^{2/3} z^{*-5/3}, \quad (2.2)$$

$$B_p = B_s = g'_p Q_p, \quad (2.3)$$

donde $z^* = z_s^* + z_v^*$, z_s^* representa la distancia vertical medida desde el inyector, y z_v^* es la corrección virtual del origen propuesta por Caulfield & Woods (2002) al tratarse de una pluma no ideal:

$$z_v^* = \left(\frac{Q_s^2}{C^3 g'_s} \right)^{1/5}; \quad (2.4)$$

donde C es una constante que depende del valor de la constante de acreción o “*entrainment constant*” α , esta última se obtiene empíricamente (Morton *et al.*, 1956). Para un perfil de velocidades “*top hat*”², en el que la velocidad y la fuerza de flotación son constantes en cualquier punto de la sección transversal de la pluma a la salida del inyector C está definida como:

$$C = \frac{6\alpha}{5} \left(\frac{9\alpha\pi^2}{10} \right)^{1/3}. \quad (2.5)$$

Físicamente z_v^* representa la distancia vertical a la cual una pluma producida por una fuente ideal con un flujo de flotación B_s tendría un flujo volumétrico igual a aquel suministrado por el inyector, es decir $Q_p(z_v^*) = Q_s$. Con el fin de simplificar el tratamiento analítico el nivel de referencia $z^* = 0$ se traslada al nivel del origen virtual y a las cotas medidas desde este punto se les asigna un valor positivo hacia abajo. En los casos aquí presentados el inyector está ubicado al nivel del lecho inferior del techo z_t^* , esto es $z_t^* = z_v^*$.

En el modelo idealizado, el análisis de la evolución inicia en $t^* = 0$ cuando el frente de la pluma descendente alcanza el piso y se propaga instantáneamente, conformando una capa de fluido denso que continuamente es alimentada por la pluma. En este modelo se supone que la densidad y el nivel de la capa densa están sólo en función de z^*

² En un perfil de velocidades “*top hat*” la magnitud de la velocidad y la fuerza de flotación son constantes en cualquier punto de la sección transversal de la pluma y son cero fuera de ésta. (Morton *et al.*, 1956)

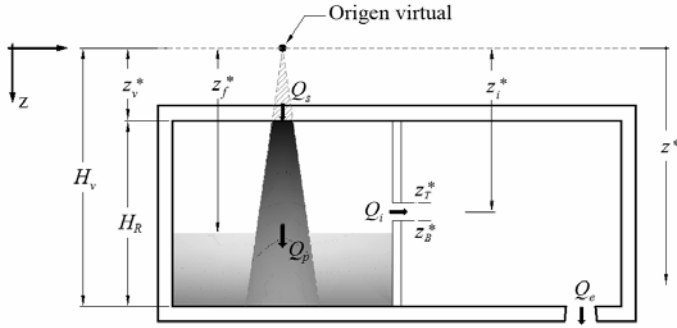


Fig. 6. Corte longitudinal esquemático del modelo de los cuartos que muestra el proceso de llenado de caja en una etapa inicial.

En la realidad, el frente de la pluma se impacta con el piso y se dispersa en forma de una corriente de gravedad radial hasta topa con las paredes laterales del cuarto formando complejos patrones, los cuales se disipan gradualmente con el tiempo, como lo reportan Kaye y Hunt (2004). A partir de un balance de volumen, el ascenso de la capa densa está determinado por

$$-S_F \frac{dz_f^*}{dt^*} = Q_p(z_f^*), \quad (2.6)$$

donde z_f^* es la distancia medida desde el origen virtual hasta el primer frente de la capa densa y t^* es el tiempo transcurrido.

A medida que la capa densa asciende, ésta desarrolla un gradiente de densidad. Esto se debe a que la parte de la pluma que está por debajo de la interfase recicla localmente fluido denso y lo descarga en la parte inferior del cuarto. A este proceso, en el cual una ‘capa nueva desplaza’ a la capa previa, se le conoce con el nombre de llenado de caja o “*filling box*”. Al sustituir (2.1) en (2.6) y resolver la ecuación, Baines & Turner (1969) y Thomas *et al.* (2008), encontraron que la distancia adimensional entre el primer frente y el origen virtual z_f disminuye en función del tiempo adimensional t como:

$$z_f = \left(1 + \frac{2}{3}t\right)^{-3/2}. \quad (2.7)$$

Las distancias verticales se adimensionalizan con la distancia medida desde el origen virtual hasta el piso H_v : $z = z^*/H_v$, $z_f = z_f^*/H_v$ y $z_i = z_i^*/H_v$. El tiempo se adimensionaliza con el tiempo característico de llenado de un solo cuarto como $t = t^*/t_{fb}^*$. El tiempo t_{fb}^* es la escala natural para esta etapa y está definido como el tiempo que tardaría el flujo volumétrico de una pluma descargado al nivel del piso $Q_p(H_v)$ para remplazar el volumen virtual de un solo cuarto $S_F H_v$:

$$t_{fb}^* = \frac{S_F H_v}{Q_p(H_v)} = \frac{S_F}{CB_s^{1/3} H_v^{2/3}}. \quad (2.8)$$

De la ecuación (2.7), se define t_f como el tiempo que le toma a la capa densa en crecer hasta el nivel z_f como

$$t_f = \frac{3}{2} (z_f^{-2/3} - 1). \quad (2.9)$$

En particular, el tiempo $t_B = t_B^* / t_f^*$ que tarda la capa en alcanzar el borde inferior de la abertura interna $z_B = z_B^* / H_v$ (Fig. 8a) se puede obtener al sustituir z_B por z_f en (2.9). Cuando el primer frente de la capa densa todavía no ha sobrepasado el nivel z_B , es decir para tiempos $t < t_B$, el promedio de la gravedad reducida del cuarto con forzamiento está dado por (2.10). El perfil de la gravedad reducida dependiente del tiempo está representado por $g'(z) = \theta(z) g'_{avr}(z_f)$, donde $\theta(z)$ es un factor de forma que toma el valor de uno cuando se considera que la capa está bien mezclada.

$$g'_{avr}(z_f^*) = \frac{g}{\rho_0} \frac{1}{(H_v - z_f^*)} \int_{z_f^*}^{H_v} (\rho^* - \rho_0^*) dz^* = \frac{1}{S_F (H_v - z_f^*)} B_s t_f^*. \quad (2.10)$$

La gravedad reducida de la capa densa ascendente g'_{avr} (2.10) y aquella de la pluma de origen g'_p constituida en un medio homogéneo (2.2), son similares cuando se miden cerca de la parte inferior del cuarto; sin embargo, medidas cerca del techo la densidad de la pluma es mucho mayor (Fig. 7). Se debe puntualizar que la gravedad reducida de la capa densa y no la de la pluma es la que provee la presión que genera el flujo de salida del cuarto con forzamiento, como se discute abajo.

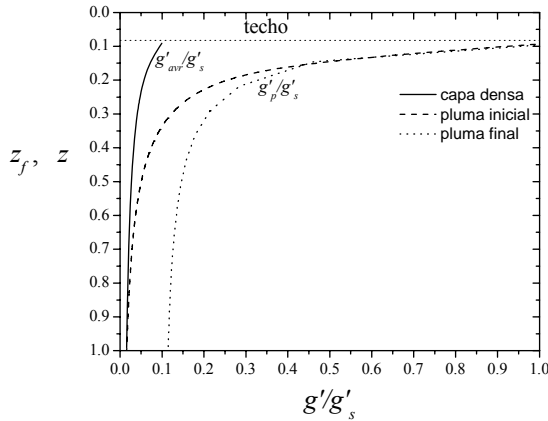


Fig. 7. La línea entrecortada representa la gravedad reducida adimensional de la pluma en un medio homogéneo g'_p / g'_s ; mientras que la línea sólida, la gravedad reducida dependiente del tiempo, de la capa densa en el cuarto con forzamiento g'_{avr} / g'_s , las cuales fueron calculadas con las condiciones experimentales definidas en § 3. La línea punteada representa la densidad final de la pluma, cuando el frente denso alcanza el techo.

2.2.1.2 Desborde a través de la abertura interna

Una vez que el primer frente en el cuarto con forzamiento alcanza la abertura interna, fluido denso empieza a desbordar hacia el cuarto sin forzamiento con un gasto $Q_i(z_f) > Q_s$, (Fig. 8a); la capa densa en el cuarto con forzamiento continua creciendo, sólo que a partir de ahora más lentamente, con una velocidad dada por

$$S_F \frac{dz_f^*}{dt} = Q_i(z_f^*) - Q_p(z_f^*). \quad (2.11)$$

Al mismo tiempo, por conservación de volumen y al tratarse de un medio incompresible, se establece un flujo de retorno del cuarto sin forzamiento hacia el cuarto con forzamiento (Fig. 8b). En esta etapa, el cuarto sin forzamiento aún contiene fluido de densidad inicial ρ_0 , el cual regresa al cuarto con forzamiento con un gasto Q_r ; por lo que hasta este momento se puede suponer que el cuarto con forzamiento está conectado directamente con el ambiente. A partir de (2.11), se puede determinar el máximo avance del primer frente $z_f^* = z_{fm}^*$ en el cuarto con forzamiento, que ocurre a una altura donde $Q_p(z_f^*) = Q_i(z_f^*)$ (Fig. 8b). El flujo volumétrico de la pluma $Q_p(z_f^*)$ se calcula con (2.1) y el flujo interno se obtiene por medio del teorema de Bernoulli como $Q_i(z_f^*) = c\sqrt{\Delta\rho/\rho} A_i$, donde $\Delta\rho/\rho = (z_B^* - z_f^*)g'_{avr}$. De esta manera la interfase alcanza su máxima altura z_m^* cuando

$$CB_s^{1/3} z_{fm}^{5/3} = c\sqrt{(z_B^* - z_{fm}^*)g'_{avr}} A_i, \quad (2.12)$$

donde $c \sim 0.25$ para ventanas verticales, acorde a Linden *et al.* (1990), y g'_{avr} todavía se puede calcular con (2.10).

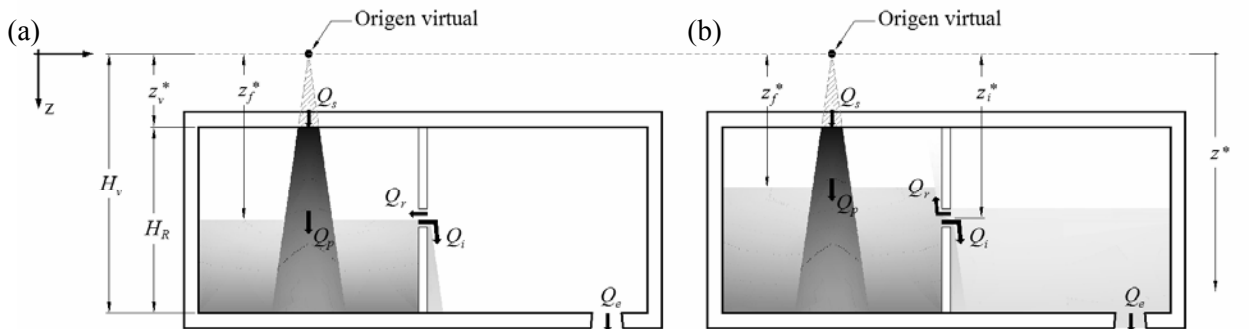


Fig. 8. Llenado de los cuartos interconectados por una abertura interna ubicada a un nivel medio arbitrario z_i . (a) Desborde incipiente de la capa densa sobre la pared intermedia y la formación del flujo de retorno Q_r de densidad inicial. (b) Retorno de fluido denso a un gasto Q_r .

Después del tiempo $t_{fm} \cong \frac{3}{2}(z_{fm}^{-2/3} - 1)$, a partir de (2.9), cuando el fluido denso ha alcanzado su máxima altura en $z_f^* = z_{fm}^*$, aún se sigue acumulando flotación negativa a una razón determinada por

$$S_F z_{fm} \frac{d(g'_{avr})}{dt} = -Q_p g'_p + Q_i g'_{avr} \quad (2.13)$$

Si la capa densa mantuviera la altura z_{fm} al mismo tiempo que continúa acumulando flotación negativa, la diferencia de presión hidrostática y el flujo volumétrico entre cuartos aumentarían; sin embargo, la capa desciende un poco hasta establecerse en un nivel $z_f^* = z_{ss}^*$, en donde tanto los flujos volumétricos como los de flotación a través de la interfase y de la abertura interna se igualan. El avance adicional del frente hasta el nivel z_{fm} con respecto al nivel z_{ss} se debe al desarrollo tardío del flujo de drenado Q_i con respecto al de llenado Q_p . Lo anterior implica que $Q_p g'_p = Q_i g'_{avr}$ y $g'_p(z_{ss}^*) = g'_{avr}(z_{ss}^*)$. De esta manera, a partir del teorema de Bernoulli

$$Q_i g'_{avr} = c g_{avr}^{3/2} (z_B^* - z_{ss}^*)^{1/2} A_i \quad (2.14)$$

y por conservación de flotación (2.3) se sustituye la parte izquierda de (2.14) por B_s y se acomodan los términos para obtener una relación no-explicita de z_{ss} :

$$\frac{c A_i}{H_v^2} = C^{3/2} \left(\frac{z_{ss}^5}{z_B - z_{ss}} \right)^{1/2} \quad (2.15)$$

En esta ecuación se observa como la altura de z_{ss} está determinada sólo por parámetros geométricos y es independiente de los flujos de flotación y volumétrico suministrados por la fuente. Esta relación es análoga a las ecuaciones (2.11a) presentadas por Linden *et al.* (1990) y por (2.18) de Thomas *et al.* (2008). Estas últimas están definidas para el estado permanente, la primera corresponde a la ventilación permanente generada por fuerzas de flotación en un cuarto conectado al ambiente por dos aberturas, una ubicada en el techo y otra en el piso. La segunda ecuación se relaciona con la ventilación en dos cuartos interconectados por dos aberturas en la pared intermedia. En esta última disposición los flujos internos fluyen por separado; así mientras Q_i circula a través de la abertura inferior, Q_r lo hace a través de la abertura superior, y el valor de las constantes utilizadas en la solución son $c=0.305$ ó $c=0.340$. La utilización de estas constantes para determinar el nivel de la abertura en el estado estacionario en el caso aquí expuesto no sería lo correcto. La configuración que aquí se expone podría representar el caso límite en el cual las dos aberturas de la pared intermedia se aproximan entre sí hasta quedar separadas por una pared infinitesimalmente delgada. Sin embargo, incluso con el ínfimo espesor de la supuesta pared, ésta tendría efecto sobre los coeficientes de descarga. Por esta razón, en lugar de usar los valores de las constantes empleadas por Thomas *et al.* (2008), en la solución

de (2.15) se emplea el valor empírico de $c=0.25$ que corresponde a flujo bidireccional en una ventana vertical (Linden *et al.*, 1990).

En la presente configuración con una sola abertura interior, el nivel estacionario de la interfase z_{ss} siempre se establece por arriba del nivel z_B ; sin embargo, z_{ss} puede estar abajo o arriba del nivel superior de la abertura intermedia z_T . Cuando z_{ss} está debajo de z_T ($z_{ss} > z_T$) (Fig. 8a), el flujo de retorno Q_r se incorpora al cuarto con forzamiento en la forma de una intrusión horizontal sobre la interfase. Pero si z_{ss} se localiza arriba de z_T ($z_{ss} < z_T$) (Fig. 8b), se forma una interfase curva en dos dimensiones al interior de los cuartos que pasa aproximadamente a media altura de la abertura interior. Esta interfase separa el flujo de retorno Q_r del flujo saliente Q_i e indica la posición del “*nivel neutro*” donde la presión de los dos cuartos es la misma.

2.2.1.3 Llenado del cuarto sin forzamiento

El fluido denso que sale del cuarto con forzamiento a un gasto volumétrico Q_i , entra en el cuarto sin forzamiento formando una pluma de pared descendente. Al llegar al piso, la pluma da lugar a una creciente capa densa. Suponiendo que la pluma de pared no incorpora fluido del ambiente local durante su descenso (Sangras, 2000) y que sólo una fracción de este fluido denso entrante se pierde a través de la ventila exterior Q_e , ya sea en forma de flujo unidireccional o bidireccional, como se menciona § 2.3, el crecimiento de la capa está dado por

$$-S_U \frac{dz_u^*}{dt^*} = Q_i - Q_e, \quad (2.16)$$

donde $Q_i = c\sqrt{(z_B^* - z_{ss}^*)g'_{pss}} A_i$ y $Q_e = Q_s$. Debido al tamaño finito del cuarto sin forzamiento, el crecimiento de la capa densa eventualmente alcanza el borde superior de la abertura interior en un tiempo

$$t_{uT}^* = \frac{S_U(H_v - z_T^*)}{Q_r} \quad \text{o bien} \quad t_{uT}^* = \frac{(1 - z_T^*)}{(z_{fss}^{5/3} - z_T^{5/3})}. \quad (2.17)$$

2.2.1.4 Llenado de la parte alta del cuarto con forzamiento

Después de transcurrido el tiempo t_{uT}^* , la capa densa en el cuarto sin forzamiento deja de crecer, puesto que le es imposible penetrar el fluido de densidad inicial confinado en la parte superior del

cuarto sin forzamiento, el cual no participa en la dinámica. Cuando esto ocurre, fluido denso en lugar de fluido de densidad inicial regresa al cuarto con forzamiento con un gasto igual a la diferencia entre el flujo que entra desde el cuarto con forzamiento y el flujo que sale a través de orificio en el piso del cuarto sin forzamiento $Q_r = Q_i - Q_e$. En § 2.2.1.2 se menciona que la intrusión en el cuarto con forzamiento del flujo de retorno puede seguir uno de los dos patrones posibles que están en función de la ubicación de z_{ss} con respecto de z_T . En el caso de que z_{ss} se localice sobre z_T ($z_{ss} < z_T$), (Fig. 8b) el fluido denso proveniente del cuarto sin forzamiento alimenta la pluma de pared ascendente anteriormente establecida que estaba constituida de fluido de densidad inicial. Al ascender el frente denso de la pluma atraviesa la interfase establecida en el cuarto con forzamiento, modifica la estratificación y penetra en la capa superior del cuarto con forzamiento. Los límites de la pluma quedan constituidos por el tramo superior de la pared intermedia y por la interfase de presión neutra. El fluido de la pluma desplaza la capa superior del cuarto con forzamiento en un tiempo

$$t_{fs}^* = \frac{S_F(z_t^* - z_{ss}^*)}{Q_r} \quad \text{o bien} \quad t_{fs} = \frac{z_{fss} - z_t}{z_{fss}^{5/3} - z_t^{5/3}} \quad (2.18)$$

Por otro lado, cuando z_{ss} está por debajo de z_T ($z_{ss} > z_T$), la intrusión horizontal del flujo de retorno entra en la región comprendida entre el nivel z_{ss} y z_T , común a los dos cuartos, y desplaza el fluido dentro de ésta en el tiempo

$$t_{rc}^* = \frac{S(z_{ss}^* - z_T^*)}{Q_r} \quad \text{o bien} \quad t_{rc} = \frac{2(z_{fss} - z_t)}{(z_{fss}^{5/3} - z_t^{5/3})} \quad (2.19)$$

donde $S = S_F + S_U$ es el área total en planta de los dos cuartos. Después de t_{rc} el flujo de fluido denso Q_r continúa llenando la parte superior del cuarto con forzamiento que hasta ese entonces contenía fluido de densidad inicial. El llenado en este caso es por desplazamiento, en consecuencia, en el transcurso del llenado se forma una estratificación de tres capas en el cuarto con forzamiento, en la cual la capa intermedia aloja el fluido denso que retorna (Fig. 19a en § 4). El tiempo para que el fluido denso alcance el techo está dado por

$$t_{fs}^* = \frac{S_F(z_T^* - z_t^*)}{Q_r} \quad (2.20)$$

El tiempo t_{fs}^* disminuye a medida que la abertura se acerca al techo $z_T - z_t \rightarrow 0$; en particular, cuando la interconexión de los cuartos se hace pegada al techo, este tiempo $t_{fs} = 0$ y la capa densa alcanza el nivel del techo en un tiempo t_t , constituido por la suma de los tiempos $t_{fm} + t_{ufss} + t_{rc}$.

2.2.1.5 Caso con abertura inferior

A medida que la abertura interior se acerca al piso se reduce el tiempo que tarda la capa densa del cuarto sin forzamiento en alcanzar el borde superior de la abertura interior. Cuando la abertura interior está por debajo de cierto nivel, es posible que la capa densa del cuarto sin forzamiento alcance el borde superior de la abertura antes de que la capa densa del cuarto con forzamiento haya alcanzado la altura máxima z_{fm} , esto es $t_{uT} < t_{fm}$. En este caso las estructuras de flujo no siguen el patrón del caso general, pues el flujo de retorno Q_r , en lugar de llenar la parte alta del cuarto con forzamiento, como se menciona en §2.2.1.4, se incorpora a la capa densa del cuarto con forzamiento. Como resultado la altura estable z_{ss} no se establece; en cambio se desarrolla un llenado de caja modificado, similar al de un cuarto cerrado con una pérdida $Q_e = Q_s$ en la parte baja de la capa. En este caso, el ascenso de la capa densa es más lento que en el caso del llenado dado por (2.6), debido a la pérdida; así el avance está dado por

$$-S_F \frac{dz_f^*}{dt^*} = Q_p(z_f) - Q_s. \quad (2.21)$$

2.2.2 Casos con dos aberturas internas

Para describir teóricamente la evolución de la densidad al interior de las habitaciones cuando las aberturas de interconexión están situadas en los extremos de la pared intermedia, se recurre al modelo matemático presentado por Thomas *et al.* (2008). En el modelo que aquí se propone se considera un módulo con dos cuartos de altura H y áreas transversales S_F y S_U iguales. Los cuartos están interconectados por dos aberturas 1 y 2 localizadas en los niveles arbitrarios z_1 y z_2 . Ambos cuartos contienen inicialmente fluido de densidad ρ_0 . Para simplificar el análisis se supone una fuente de flotación ideal, sin suministro volumétrico, $Q_e=0$ (Fig. 9).

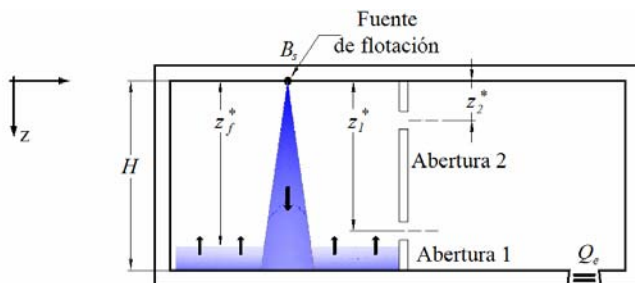


Fig. 9. Corte longitudinal esquemático del módulo de dos cuartos cuando están conectados por dos aberturas internas.

2.2.2.1 Llenado inicial del cuarto con forzamiento

El proceso de llenado de la parte baja del cuarto con forzamiento empieza cuando la pluma turbulenta, generada por una fuente fría de pequeñas dimensiones situada en el techo, desciende hasta alcanzar el piso y se extiende horizontalmente cubriendo la superficie S_F , formando un estrato inferior frío. La interfase entre la capa densa y el fluido ambiente asciende a medida que la capa densa crece debido al abastecimiento continuo de fluido denso de la pluma.

Thomas *et al.* (2008) basándose en las suposiciones de Baines & Turner (1969) mostraron que mientras que el frente frío no alcance el nivel de la abertura inferior, su evolución está determinada por un balance local de volumen a la altura de la interfase $z=z_f$. A partir de que aire frío fluye a través de la abertura 1 hacia la habitación contigua se crea una recirculación con fluido ambiente que fluye de esta última hacia la habitación enfriada a través de la abertura 2. Los flujos volumétricos a través de las aberturas son

$$Q_1=c_1 a_1 u_1 \quad y \quad Q_2=c_2 a_2 u_2. \quad (2.22)$$

Donde u_1 y u_2 son las velocidades medias, a_1 y a_2 son las áreas de las aberturas, y c_1 y c_2 son los coeficientes de descarga que toman en cuenta la contracción de las líneas de corriente.

Si el volumen del fluido introducido por la fuente desde el exterior es despreciable, la conservación del volumen total implica $Q_1=Q_2=Q$, con lo que adaptaron el resultado de Linden *et al.* (1990) y obtuvieron

$$Q = A \sqrt{g'_f (z_1^* - z_f^*)}, \quad (2.23)$$

donde $g'=g'_f(t)$ es la gravedad reducida de la capa densa en el cuarto enfriado y

$$A = \frac{a_1 a_2}{\sqrt{\frac{1}{2}(a_1^2 + a_2^2)}}, \quad (2.24)$$

es el área efectiva de las aberturas, donde por simplicidad a_1 y a_2 incluyen los correspondientes coeficientes de descarga.

Debido a que g'_f está en función del tiempo, definieron el avance del frente considerando la conservación de la flotación en la capa densa:

$$S_F \frac{d[g'_f (H - z_f^*)]}{dt} = B - g'_f Q \quad (2.25)$$

Nótese que este balance es análogo a (2.13). Aproximaron $g'_f \approx \varphi g'$, donde g' está definida por (2.2) y φ es una constante del orden de la unidad, e introdujeron (2.23) en (2.25) para obtener la razón de crecimiento de la capa densa:

$$\frac{dz_f}{dt} = \frac{\frac{cA}{H^2} \sqrt{\frac{\varphi}{C^3} z_f^{-5/3} (z_1 - z_f) - \frac{1}{\varphi} z_f^{5/3}}}{\left(\frac{5}{3} z_f^{-1} - \frac{2}{3}\right)} \quad (2.26)$$

2.2.2.2 Llenado del cuarto sin forzamiento

Puntualizaron que la evolución de las capas formadas en ambos cuartos debe mantener la flotación total dada por

$$S_F g'_f (H - z_f^*) + S_U g'_f (H - z_u^*) = B t^*, \quad (2.27)$$

Usaron la misma aproximación de $g'_f \approx \varphi g'$ en (2.27) para deducir que el avance del frente de la capa densa en el cuarto sin forzamiento está dada por

$$z_u = \frac{z_u^*}{H} = 1 - \frac{S_F}{S_U} \left(\frac{1}{\varphi} z_f^{5/3} t - (1 - z_f) \right) \quad (2.28)$$

Donde z_u es el nivel de una capa equivalente usada para simplificar la solución, la cual tiene la misma densidad que la del cuarto con forzamiento g'_f y produce la misma diferencia de presión que la capa estratificada.

2.2.2.3 Proceso de llenado acoplado

Cuando el frente de la capa densa del cuarto sin forzamiento se encuentra en cualquier punto entre la abertura 1 y la abertura 2, esto es $z_1 > z_u > z_2$, los procesos de llenado de cada uno de los cuartos se interrelacionan. Usando el mismo criterio de igualdad en los flujos aplicado para definir (2.23):

$$Q = A \sqrt{g'_f (z_u^* - z_f^*)} \quad (2.29)$$

donde A se obtiene a partir de (2.24). La evolución de las interfases en ambas habitaciones, está dada por (2.25) y (2.28), respectivamente. De esta manera al sustituir z_l por z_u en (2.26) obtuvieron las ecuaciones adimensionales que describen el flujo en los dos cuartos interconectados:

$$\frac{dz_f}{dt} = \frac{cA}{H^2} \sqrt{\frac{\varphi}{C^3} z_f^{-5/3} (z_u - z_f) - \frac{1}{\varphi} z_f^{5/3}} \quad (2.30)$$

$$\frac{5}{3} z_f^{-1} - \frac{2}{3}$$

y (2.28), las cuales constituyen un sistema de dos ecuaciones diferenciales ordinarias acopladas, cuya solución numérica se presenta en el capítulo 4 junto con los resultados experimentales.

2.3 LARGO PLAZO

Al acabar la fase transitoria del llenado de caja, el fluido mezclado vuelve a ser arrastrado por la pluma de origen y es entonces cuando inicia el largo plazo. En esta etapa tanto la densidad del fluido como la de la pluma aumentan monótonicamente en un proceso de largo plazo, donde el tiempo de reemplazo³ o “*replenishment time*” es la escala característica del proceso

Debido a las fuerza de flotación y a la configuración geométrica de las habitaciones se generan varias estructuras de flujo al interior. Estas estructuras generan un intenso mezclado que tiende a homogenizar el fluido que participa en la dinámica permitiendo tan sólo una débil estratificación en el cuarto con forzamiento. Por esta razón, para describir la evolución de la densidad en el largo plazo del fluido al interior de los cuartos se utiliza el modelo idealizado del bien mezclado o “*well-mixed model*”, (Caulfield y Woods, 2002; Tovar *et al.*, 2006). Este modelo considera que la densidad del fluido es homogénea, por que no es necesario comprender a detalle la forma en que se suscita el mezclado turbulento, y los dos cuartos se manejan como un volumen de control único.

A partir de las visualizaciones del flujo se identificaron dos regímenes a través de la ventila exterior: flujo unidireccional y flujo bidireccional. En particular, estos dos patrones de flujo junto con el nivel de las aberturas internas gobiernan el desarrollo de la densidad dentro de los cuartos y están determinados por la geometría de la ventila exterior y la diferencia de densidad a través de la misma.

³ El tiempo de reemplazo “*replenishment time*”, $\tau = V/Q_s$, está definido como el tiempo que tarda el flujo volumétrico Q_s de una fuente finita en llenar un depósito de volumen V .

2.3.1 Flujo unidireccional

El flujo en una sola dirección se presenta cuando la diferencia de presión en la ventila exterior generada por la diferencia de densidad entre el fluido interior y el fluido ambiente no excede la presión necesaria para generar un flujo Q_s , en este caso, suministrada por el inyector. Puesto que no hay entrada de fluido ligero del ambiente en el módulo, al paso del tiempo la densidad del fluido dentro de los cuartos se aproxima de manera asintótica a la de la fuente. La acumulación de masa está determinada por

$$V \frac{d\rho^*}{dt^*} = Q_s (\rho_s^* - \rho^*) , \quad (2.31)$$

donde V es el volumen total de los cuartos, ρ^* es la densidad promedio del fluido, t^* es el tiempo transcurrido y ρ_s^* es la densidad de la fuente. Con la condición inicial, $\rho^* = \rho_0^*$ para $t^* = 0$, la solución de esta ecuación es

$$\frac{\rho^* - \rho_0^*}{\rho_s^* - \rho_0^*} = 1 - e^{-\frac{t^*}{\tau}} , \quad (2.32)$$

donde $\tau = V/Q_s$ corresponde al tiempo de reemplazo del tanque.

Al dividir (2.31) por $\Delta\rho_0^* = \rho_s^* - \rho_0^*$ y al sustituir $t = t^*/\tau$, la ecuación queda expresada de manera adimensional como

$$\frac{d\rho}{dt} = 1 - \rho , \quad (2.33)$$

donde $\rho = (\rho^* - \rho_0^*)/(\rho_s^* - \rho_0^*)$ y su solución es

$$\rho = 1 - e^{-t} . \quad (2.34)$$

Derivado de un balance de energía (Tovar *et al.*, 2007) se pueden usar valores de temperatura análogos a los de densidad en la ecuación (2.31) y en su solución adimensional (2.34), con lo que se obtiene

$$V \frac{dT^*}{dt^*} = Q_s (T_s^* - T^*) , \quad (2.35)$$

$$T = 1 - e^{-t} \quad , \quad (2.36)$$

donde $T = (T^* - T_0^*) / (T_s^* - T_0^*)$, T^* es la temperatura promedio de los cuartos, T_0^* es la temperatura inicial y T_s^* la temperatura de la fuente.

2.3.2 Flujo bidireccional

Cuando el diámetro de la ventila exterior es lo suficientemente grande, la caída de presión requerida para generar el flujo Q_s es superada por la presión producida por la capa densa sobre la abertura, resultando en un contraflujo. El tipo de flujo bidireccional que tiene lugar en la abertura fue estudiado por Arakeri *et al.* (2000). Ellos variaron el número de Rayleigh, $Ra_e = g(\Delta\rho/\rho_0 L^*) d_e^{*4} / \nu \alpha_s$, de 10^5 a 10^8 e identificaron cuatro tipos de regímenes de flujo: laminar mitad y mitad, helicoidal, laminar inestable y turbulento. Observaron que para valores por arriba de $Ra_e \sim 10^7$ el flujo era turbulento. La producción del flujo bidireccional implica una pérdida extra a través de la ventila exterior que debe ser tomada en cuenta en el balance de masa. Así, la evolución de la densidad ρ^* está determinada por

$$V \frac{d\rho^*}{dt^*} = (\rho_s^* - \rho^*) Q_s - F A_e \quad , \quad (2.37)$$

donde A_e es el área de la ventila exterior y F es el flujo neto de masa implicado en el flujo bidireccional (Cholemari y Arakeri, 2005)

$$F = K \left(\frac{g}{\rho_0^*} \right)^{\frac{1}{2}} d_e^{*2} \left(\frac{\Delta\rho^*}{L^*} \right)^{3/2} \quad , \quad (2.38)$$

donde g es la aceleración de la gravedad, $\Delta\rho^*$ es la diferencia de densidad a través de la ventila, K es una constante empírica de corrección para los efectos de borde de la abertura, d y L son el diámetro y la longitud de la ventila exterior.

Procediendo de la misma manera que para (2.31), la ecuación (2.37) queda expresada de manera adimensional como

$$\frac{d\rho}{dt} = 1 - \rho - R\rho^{\frac{3}{2}} \quad . \quad (2.39)$$

donde

$$R = \frac{\pi K}{4} \left[\frac{g \Delta \rho_0^*}{\rho_0^*} \right]^{1/2} d_e^4 L^{3/2} Q_s^{-1} \quad (2.40)$$

La ecuación (2.37), o su forma adimensional (2.39), debe resolverse numéricamente ya que no tienen solución analítica.

El valor de la densidad que se alcanza en el estado permanente, está dado por

$$\rho_{ss} = 1 - R \rho_{ss}^{3/2}, \quad (2.41)$$

y el flujo volumétrico del fluido fresco que entra en el cuarto

$$Q_R = Q_s \left(\frac{1}{\rho_{ss}} - 1 \right) = \frac{B_s}{g'_{ss}}, \quad (2.42)$$

donde g'_{ss} es la gravedad reducida del la capa densa en el estado estacionario.

Los términos del lado derecho de (2.39) representan, respectivamente, el suministro de la fuente, la pérdida de masa a través de la abertura de salida, al no tratarse de una pluma ideal, y la pérdida debida al flujo bidireccional. La influencia de este último es gobernada por el parámetro R . En (2.39) se hace evidente que al aumentar R el valor final de ρ disminuye.

La aplicación de las ecuaciones (2.31 y 2.37) es válida sólo en el caso de que el fluido de los dos cuartos constituya una mezcla homogénea; sin embargo, en el caso de que existiera una estratificación considerable, el efecto de ésta se podría incluir por medio de una constante adicional en la definición de F , precisada en función de los perfiles de densidad.

A diferencia del caso unidireccional no es posible obtener, a partir de un balance de energía, una ecuación equivalente a (2.37) en términos de temperaturas. Esto se debe a la imposibilidad de expresar la transferencia de calor por convección asociada al flujo bidireccional como función del factor F . Así que, para aplicaciones en donde se dispone sólo de valores de temperatura, estos primero deben ser transformados a densidades equivalentes, utilizando tablas termodinámicas, para ser introducidos en (2.37) o (2.39). Después, los resultados numéricos de densidad pueden ser transformados a

temperaturas. Deducir una expresión de (2.37) en términos de temperaturas a partir de relaciones termodinámicas, se propone como trabajo futuro.

2.3.3 Volumen participante

En los casos donde la abertura interna está distanciada del techo, por tener una porción de la pared divisoria pegada al techo, las ecuaciones (2.31 y 2.37) no representan la evolución de la densidad. Cuando esto ocurre, parte el fluido en el cuarto sin forzamiento no participa en la dinámica, pues queda confinado en la región delimitada por el techo, las paredes del cuarto y la división intermedia. De manera similar a lo reportado por Tovar *et al.*, (2007), se crea en el cuarto sin forzamiento una estratificación de dos capas; la primera, situada por arriba del nivel superior de la abertura interna, contiene fluido de densidad inicial ρ_0 ; mientras que la segunda, ubicada por debajo de la primer capa, está constituida por fluido más denso proveniente del proceso de mezclado. El volumen ocupado por el fluido no participante es $V_{pN}=S_U(z_T-z_v)$, y el volumen que sí participa es V , el cual para cuartos con las mismas dimensiones está determinado por

$$V_p = V_{Tot} - V_{nP} = V_{Tot} \left(1 - \frac{(z_T - z_v)}{2H_v} \right), \quad (2.43)$$

donde V_{Tot} es el volumen total de las habitaciones. De esta manera, se modifica el volumen de control y se redefinen (2.31 y 2.37) como:

$$V_p \frac{d\rho^*}{dt^*} = Q_s(\rho_s^* - \rho^*) \quad (2.44)$$

y

$$V_p \frac{d\rho^*}{dt^*} = (\rho_s^* - \rho^*)Q_s - FA_e \quad (2.45)$$

Las soluciones de ambos modelos simplificados se presentan en el capítulo 4 junto con los resultados experimentales.

CAPÍTULO 3

METODOLOGÍA Y EQUIPO EXPERIMENTAL

En este capítulo se presentan las particularidades del arreglo experimental. Se describe el equipo y las técnicas experimentales empleadas en la visualización y en la medición de las variables de flujo. Se expone la manera en que se calibró el sistema de adquisición de datos, la metodología empleada al realizar los experimentos, se hacen algunas recomendaciones al utilizar el método de atenuación de luz por colorante y se ilustra el proceso empleado para el procesamiento de los datos experimentales.

3.1 METODOLOGÍA EXPERIMENTAL

Con el fin de validar los modelos matemáticos se construyó un arquetipo a escala de dos habitaciones para simular los patrones de flujo involucrados al ventilar un edificio. Para compensar la influencia que tiene la geometría del modelo a pequeña escala sobre los fenómenos difusivos y viscosos, se utilizó agua en lugar de aire como fluido de trabajo. De esta manera, se utilizó agua y salmuera para producir los gradientes de densidad para generar el movimiento del fluido. Los valores de densidad correspondientes a diferentes niveles de las habitaciones se obtuvieron utilizando la técnica de atenuación de luz por colorante. Los experimentos se realizaron bajo condiciones de iluminación controladas, puesto que al usar esta técnica se obtienen los valores de densidad a partir del tono de gris de los píxeles que conforman las fotografías del modelo. Se realizaron varias corridas experimentales, resultado de las diferentes combinaciones entre la posición de la abertura de interconexión y los distintos tamaños de la abertura de salida, con lo que se analizaron algunas de las posibilidades hidrodinámicas al interior del módulo. La toma de fotografías se hizo de manera automatizada con el software Vision Acquisition de LabView, las variaciones en la iluminación de fondo fueron corregidas con el programa Digi Flow y el análisis estadístico de las imágenes se efectuó utilizando Image J. De esta manera se obtuvieron los datos para validar cuantitativamente el modelo teórico. Por último, utilizando el mismo arreglo experimental, pero cambiando el arreglo óptico, se

hicieron visualizaciones de los distintos casos de estudio con la técnica *shadowgraph* para hacer un análisis cualitativo de los patrones de flujo.

3.2 SIMILITUD DINÁMICA DE LOS EXPERIMENTOS CON LOS FLUJOS A ESCALA NATURAL

Es esencial que los experimentos de laboratorio tengan semejanza geométrica y dinámica, además de similitud en las condiciones de frontera, dinámicas y térmicas, con los flujos a escala natural, cuando se utilizan soluciones líquidas de diferente densidad para simular fenómenos de convección natural. Con respecto a este precepto se encontraron dos vertientes. Por un lado un grupo de investigadores propuso que los parámetros que relacionan los efectos relevantes del fenómeno (Linden, 1999), en este contexto, la gravedad reducida y los números de Reynolds Re y de Peclét Pe ,

$$g' = g \frac{\Delta\rho}{\rho_0} \approx g \frac{\Delta T}{T_0} \qquad Re = \frac{UH}{\nu} \qquad Pe = \frac{UH}{\kappa},$$

sean de la misma magnitud en ambas escalas, la de laboratorio y la real. En estas expresiones, H es la altura característica; U , la escala de velocidad; ν , la viscosidad cinemática; κ , el coeficiente de difusividad molecular; g , la aceleración debida a la gravedad; g' , la gravedad reducida; ρ_0 y T_0 son valores de la densidad y de la temperatura ambiental, y la diferencia relativa de la densidad $\Delta\rho/\rho_0$ está asociada a la diferencia relativa de temperatura $\Delta T/T_0$. En un cuarto real, para los flujos de aire observados, ambos números de Re y de Pe son del orden de 10^3 o mayores. En el laboratorio la escala H es reducida por al menos un factor de 10 cuando se utilizan modelos a escala para representar edificios. Estos modelos son llenados con agua y sumergidos en un gran tanque que emula el ambiente exterior; las puertas o ventanas son simuladas por medio de aberturas; las fuentes de flotación como gente y maquinaria son representadas por fluidos de diferente densidad (variando la concentración o la temperatura) al ser introducidos a través de un inyector diseñado para producir un flujo de flotación turbulento. Así, la magnitud de Re y Pe de fenómenos a escala natural, son obtenidos si el fluido experimental es agua y las diferencias de densidad son debidas a la salinidad.

Por otro lado, un segundo grupo de investigadores, Auban *et al.* (2001), manejan un criterio equivalente, el cual requiere igualdad en el número de Stanton, que describe de manera adimensional el coeficiente de transferencia de calor o masa en un flujo turbulento (Bejan, 1995).

$$St = \frac{Nu}{Ra^{1/2} Pr^{1/2}}, \quad St = \frac{Sh}{Ra_s^{1/2} Sc^{1/2}}$$

Donde los números adimensionales que caracterizan el fenómeno térmico a la salida del suministro están definidos para el aire como, Nusselt $Nu=q''d_s/k\Delta T$, Rayleigh $Ra=g\beta\Delta Td_s^3/\nu\alpha_k$ y Prandtl $Pr=\nu/\alpha_k$; y el fenómeno másico, Sherwood $Sh=h_md_s/\alpha_s$, Rayleigh de la solución $Ra_{sal}=g(\Delta\rho/\rho_0)d_s^3/\nu\alpha_s$ y Schmith $Sc=\nu/\alpha_s$.

En la realidad, tanto en una habitación como en los modelos a escala se espera que los flujos internos generados por fuerzas de flotación se tornen turbulentos tan pronto como ingresan. Para ejemplificar esto, se considera el abastecimiento de aire 10°C , $\Delta T \sim 10^\circ\text{C}$, por debajo de la temperatura interior del cuarto, a través de una ventila de área $A_s \sim 1000\text{cm}^2$, con un gasto de $Q_s \sim 3 \times 10^5 \text{ cm}^3\text{s}^{-1}$ y con una potencia térmica $P \sim 3.5 \times 10^3 \text{ W}$. Este flujo rápidamente se transforma en turbulento y excede el valor crítico de $Ra \sim 10^{10}$, así como también los correspondientes $Re=Uz/\nu \sim 10^2$ y $Pe=Uz/\alpha \sim 10^2$. En el caso de las condiciones experimentales con las que se trabajó, la inyección de salmuera genera una pluma con Reynolds $Re_d \sim 700$ que se convierte en turbulenta a una distancia vertical de un diámetro de la fuente aproximadamente, $z_{tr} \sim d_s$, donde ésta alcanza el valor crítico de $Ra \sim 10^{10}$, como lo describen Hunt y Linden (2001).

Con relación al criterio de Auban *et al.* (2001), el flujo de aire que entra a través de una ventila de diámetro $d \sim 0.25\text{m}$ resulta en $Nu \sim 5 \times 10^3$, mientras que para el flujo salino experimental le corresponde $Sh \sim 4.2 \times 10^4$. Al comparar el número de Prandtl del aire, $Pr \sim 1$, con el número de Schmith de la salmuera, $Sc \sim 600$, se observa que hay una diferencia considerable. Sin embargo, cuando el flujo es turbulento, el transporte de masa o de calor es similar al transporte de cantidad de movimiento. En consecuencia $Sc \sim 1$ y el flujo experimental es similar al que sucede en cuartos a escala humana.

3.3 ARREGLO EXPERIMENTAL

Para tener el acceso óptico requerido por la técnica de visualización *shadowgraph* y por la técnica de medición de densidad por atenuación de luz, se construyó un modelo de laboratorio de acrílico transparente de 1.8 cm de espesor. El modelo consiste en un tanque rectangular con medidas nominales de 60 cm de largo, 25.3 cm de alto, 20 cm de profundidad, con un volumen interior de $\sim 30000 \text{ cm}^3$. En la tapa y en la parte baja de la caja de acrílico se realizaron varias perforaciones para simular las

diferentes posiciones y áreas de las aberturas que conectaban el modelo con el ambiente; cerrándolas con tapones de goma o dejándolas abiertas, según fuera el caso de estudio.

El modelo se sumergía en un tanque cúbico de 1.22 m por lado con una capacidad de $\sim 1.7 \text{ m}^3$ construido con placas en acrílico de 2.54 cm de espesor (Fig. 10). Este tanque se utilizó para simular el ambiente, ya que por su volumen, el fluido que contiene permanece insensible a los cambios durante todo el proceso de experimentación sin afectar de algún modo el desarrollo del flujo al interior del modelo. Este tanque se llenaba con agua filtrada de la toma domiciliaria, la cual se dejaba reposar durante la noche para evitar la formación de burbujas durante el experimento

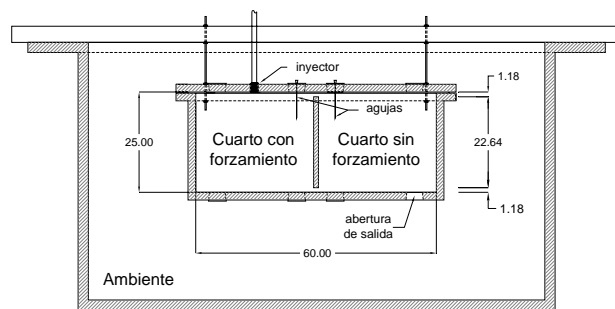


Fig. 10. Representación esquemática del la vista frontal, sin escala, del módulo de cuartos interconectados y del tanque ambiente.

En todos los casos que se presentan en esta tesis, el modelo se dividió en sentido transversal en dos partes iguales por una pared interior. Se construyeron varias piezas de acrílico de 0.012 m de espesor, 0.20 m de longitud, y diferentes altos (12.0 cm, 9.7 cm, 8.3 cm y 6.2 cm) con sellos de goma en los extremos longitudinales. Con diferentes combinaciones de estas piezas se montaba la pared divisoria de acuerdo con la configuración requerida para cada serie experimental. Estas piezas entraban de manera justa dentro del modelo y quedaban fijas por la presión ejercida por el modelo sobre los sellos de goma. En los casos en los que las divisiones quedaban pegadas a hueso se colocó pasta de silicón en la junta para evitar filtraciones. En lugar de tener una gran pared divisora para cada caso en particular, al montar la pared divisoria con varias piezas se obtiene versatilidad, y con unas cuantas piezas se pueden lograr varios arreglos con diferente número y ubicación de aberturas que interconectan los cuartos.

Con el fin de simular una fuente volumétrica fría, se utilizó una solución al 5%, empleando sal de laboratorio NaCl como soluto y agua corriente filtrada como solvente. Por cada litro de solución se añadió 0.1 ml de colorante comestible rojo 3187 como trazador. Se preparaban volúmenes de 100 a 120 l, suficientes para poder llevar a cabo una calibración y al menos una serie de tres experimentos, sin tener que preparar más. La solución se almacenaba en un depósito plástico con tapa, de donde se

mandaba a un tanque elevado por medio de una bomba sumergible de 1/40 hp de potencia, el cual suministraba por gravedad salmuera al inyector. La aplicación de colorante en la solución es indispensable por la manera en que son obtenidos los datos al utilizar el método de atenuación de luz por colorante y para lograr un mayor contraste en las visualizaciones al emplear la técnica de *shadowgraph*.

El uso del tanque elevado respondió a la necesidad de mantener un flujo constante, evitando de esta manera las fluctuaciones inherentes a la uso de la bomba (Fig. 11). En este tanque elevado también fue necesario controlar el nivel de salmuera para mantener una cabeza de presión constante; por lo que, se implementó un sistema de recirculación entre ambos depósitos.

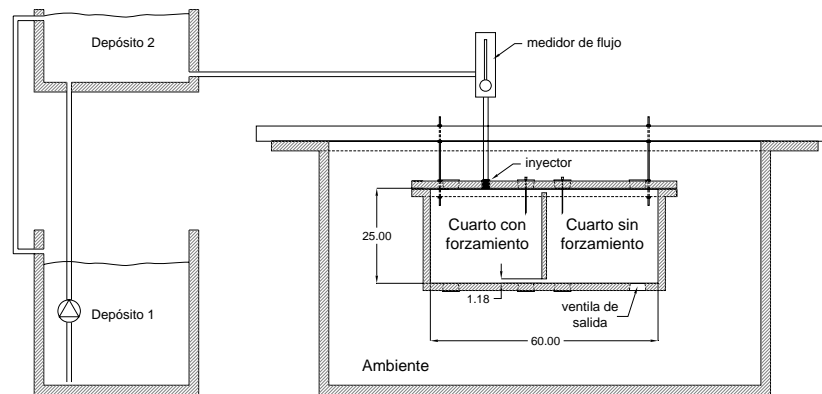


Fig. 11. Acoplamiento del sistema de recirculación para mantener la cabeza de presión constante a la salida del inyector.

El gasto de salmuera proveniente del tanque elevado fue controlado y medido con un rotámetro, marca *Cole Parmer* con graduación para gastos de 0.7 a 4.0 cm³/s, el cual tuvo que ser recalibrado. Ya con el gasto de salmuera regulado, está se introducía a la cavidad a través de un inyector roscado en la parte central del techo del cuarto con forzamiento. El diseño del inyector se hizo con base al diseño de Linden (1990), con el fin de obtener una pluma turbulenta en el punto de descarga de la pluma (Fig. 12). La turbulencia se debe a la expansión violenta del flujo de salmuera al pasar por un orificio reducido de contornos afilados, que desemboca en una cámara y sale de ésta de manera turbulenta atravesando una malla con un entramado $\sim 0.06 \times 0.06$.

Un fondo de luz uniforme es indispensable, ya que el campo de densidad se obtiene a partir de la medición de tonos de gris de fotografías tomadas al modelo, por lo tanto, se utilizó un gabinete rectangular que alojaba cuatro tubos fluorescentes t5 de 54 watts, con un reflector especular en el fondo.

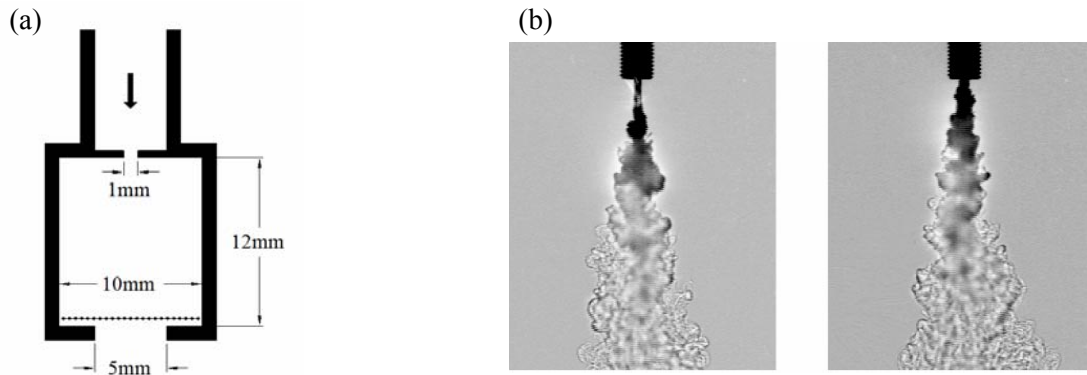


Fig. 12. (a) sección transversal del inyector en la que la flecha indica la dirección del flujo y (b) imágenes obtenidas empleando la técnica de Shadowgraph (Linden, 1990), en la que se observa la distancia vertical a la cual la pluma se vuelve turbulenta. Para un inyector estándar esta distancia es de $\sim 3 \varnothing$, foto izquierda, mientras que para el diseño especial mencionado en Linden (1990) esta distancia es, a lo mucho, $\sim 1 \varnothing$.

Frente a la lámpara se colocaron como difusores tres pantallas deacrílico, cada una con varias hojas de papel tipo albanene con gramaje de 185 para evitar concentraciones de luz y lograr un fondo de luz homogéneo (Fig. 13). A pesar de contar con un fondo de luz homogéneo, al introducir el modelo dentro del agua se generan variaciones de ± 3.3 en los tonos de luz captados por la cámara debido a que las paredes deacrílico obscurecen ciertas partes de la imagen destinadas para la adquisición de datos. Estas variaciones se reducen en un 70 % al utilizar una pantalla que bloquee parcialmente la trayectoria de la luz en lugares estratégicos, con lo cual se mejora considerablemente la precisión de los datos experimentales. Los experimentos se realizaron en un cuarto oscuro y el arreglo de lámpara y pantallas con papel se cubrió por completo dejando solo una ventana al frente con las mismas medidas que el modelo para cancelar cualquier destello lateral y evitar que la cámara captara otra luz que no fuera la que emanaba de la pantalla. Es importante recalcar que las condiciones óptimas para la adquisición de imágenes se logran cuando la cámara se encuentra lo más alejado posible del modelo mientras que la pantalla de luz está lo más cerca del mismo.

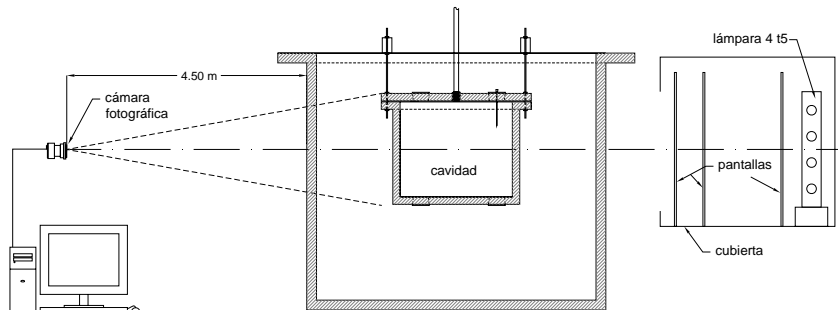


Fig. 13. Representación esquemática, sin escala, de un corte longitudinal del arreglo experimental.

Con una cámara digital Basler A102K 1x8 bits se tomaron fotografías del modelo con una resolución de $\sim 1000 \times 400$ píxeles a diferentes tiempos, los más representativos del experimento, puesto que grabar video estaba fuera de la capacidad de almacenamiento de la computadora. La cámara se colocó lo más retirado de la cavidad posible, ~ 4.5 m, sin salirse del campo focal de las lentes con las que se disponía, para reducir al máximo los efectos de paralaje. La cámara se conectó a una tarjeta de adquisición NI PCI-1428 para manejarla por medio de la computadora con Vision Aquisicion, programa dentro de la librería de LabView. El número y las tomas fotográficas fueron controladas con un programa de adquisición de imágenes desarrollado por Cedillo (2001) y Tovar (2002), el cual se modificó para adaptarse a los requerimientos de los experimentos.

3.4 CALIBRACIÓN

Antes de empezar cualquier serie de experimentos en la que se utilice la técnica de atenuación de luz por colorante (Cenedese y Dalziel, 1998), es necesario realizar una calibración para obtener una relación funcional entre el valor de la densidad en cualquier punto al interior del modelo y su tono de gris (Fig. 14). Con la intensidad de los tonos de gris representada en las abscisas y la densidad en las ordenadas se obtiene una ecuación de tipo decaimiento exponencial de segundo orden como curva de calibración. El rango de los tonos de gris va desde cero para ausencia de luz hasta 255 al límite de saturación. Los valores de densidad varían entre 0.975 g/cm^3 para agua corriente y 1.034 g/cm^3 para una solución salina al 5%.

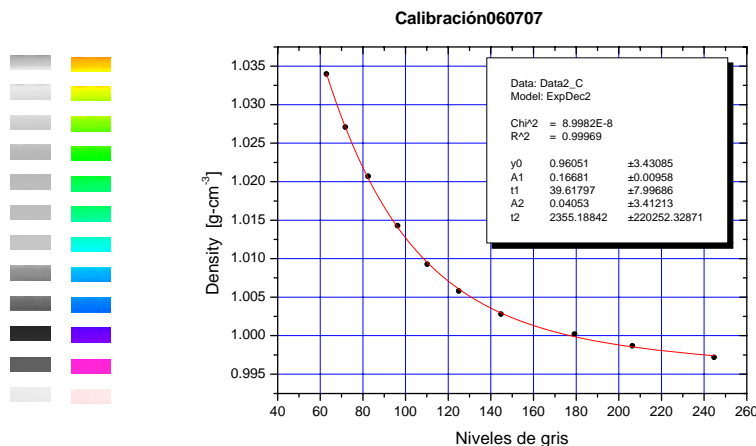


Fig. 14. En este diagrama se representan los diferentes tonos de luz de las fotografías, en tonos de gris y en color falso, a la izquierda, y su densidad equivalente en una curva de calibración típica obtenida a partir de 10 puntos.

Es importante tener en cuenta que si cualquiera de los factores que intervienen en la iluminación de la fotografía cambia después de hecha la calibración, ésta deja de ser útil para obtener los valores de densidad a partir de las fotografías de los experimentos, ya que automáticamente los tonos de luz

captados por la cámara no corresponden a los valores de densidad de la curva de calibración y, en consecuencia, se debe realizar una nueva calibración. Los factores que intervienen con la cantidad de luz captada por la cámara son: la posición, la apertura del diafragma y el enfoque de la cámara, por lo que debe evitarse en todo momento mover o reajustar la cámara; la coloración de la salmuera inyectada en la cavidad, por lo cual se recomienda preparar una cantidad de solución considerable para realizar el mayor número de experimentos posibles, sin necesidad de efectuar otra calibración; el papel de las pantallas que al paso de los días se ondula y torna amarillento.

De esta manera, en cada calibración se establecen las condiciones de iluminación que perduran en los experimentos que le preceden. Para realizar la calibración, primero se llena el tanque ambiental y el modelo con agua de la llave filtrada. Luego se toma una serie de diez fotos del modelo y se extraen dos muestras de líquido al interior del modelo para obtener su densidad. Las fotos se guardan y se registra la lectura que le corresponde de acuerdo a la medición indicada por el medidor de densidad, *Anton Paar 4000* que tiene una precisión de $\pm 10^{-4}$ g cm⁻³.

La escala de gris de las diez fotografías es promediada utilizando la herramienta de análisis de imágenes *time average* incluida en el software *DigiFlow*. La imagen promedio de la primera serie de fotografías tomadas al modelo conteniendo agua, es utilizada como fondo para el proceso de corrección de tinta *Dye Attenuation*, para rectificar las variaciones en la iluminación de fondo (DL Research Partners 2005)

Después de haber obtenido la imagen de fondo se retira toda el agua, y se remplaza por la solución al 5% de salmuera que será ocupada durante los experimentos, de la misma manera que se procedió con la imagen de fondo, se toman las fotos, las muestras y se registraron los datos correspondientes al primer punto de la curva de calibración. Para facilitar el llenado y el vaciado de la cavidad durante la calibración se colocaba la cavidad sin tapa y sin pared divisoria, situación que no dista de manera significativa de las condiciones de luz esperadas durante el experimento. Seguido de esto, se sacaron 5.5 litros de salmuera y se reponen con agua, se mezcla bien el líquido dentro del modelo teniendo cuidado de retirar al final cualquier burbuja de aire producida por el mismo, se toman las muestras y se registran los datos que corresponden al segundo punto de la calibración; después, de la misma manera, se sustituyen 5.5 l, 7.5 l, 7.5 l, 7.5 l, 9.0 l, 9.0 l, 15.0 l y por último la totalidad del volumen dentro del modelo, obteniendo así diez fotos promedio con su tono de luz promedio, y su densidad correspondiente. Posteriormente estos datos se grafican y se obtiene una curva de calibración por medio del ajuste de una función exponencial decreciente de primer o segundo orden. Se realizan

calibraciones de entre diez y doce puntos para cubrir el rango de densidades de las corridas experimentales.

Con base en la experiencia se determinó que otra manera más eficiente y eficaz de calibrar es por medio de la extracción de muestras a diferentes tiempos durante los experimentos. Los diferentes valores de densidad obtenidos a partir de las muestras se asocian con los tonos de gris promedio de los píxeles de un recuadro que abarca la zona de la extracción de la muestra. Al igual que en la calibración anterior, es necesario someter la imagen del recuadro al proceso de corrección de tinta, sólo que en este caso se utiliza la primer imagen obtenida del modelo como imagen de fondo. Al calibrar al mismo tiempo que se desarrollan los experimentos se garantiza que las condiciones de iluminación de la calibración y del experimento sean iguales, por lo que se mejoró la exactitud de la técnica de $\pm 0.0015 \text{ g cm}^{-3}$ a $\pm 0.0001 \text{ g cm}^{-3}$. A esta forma de calibrar se le denominó calibración *in situ*.

Cabe mencionar que la exactitud de la técnica de atenuación de luz por colorante disminuye al acercarse a tonos de luz bajos, debido al aumento en la propagación de error asociado al incremento en la pendiente de la curva en esta región (Fig. 14). Por esta razón, al efectuar la calibración se procuraba que los valores de los tonos de gris de la primera imagen, correspondiente al modelo con agua corriente, tendieran hacia el límite de sobre exposición de la imagen de 256. Sin embargo, se dejaba un margen de cinco a diez tonos de gris para dar cabida a las fluctuaciones de la iluminación de hasta ± 5 tonos de gris asociadas a las variaciones en la corriente eléctrica. El diafragma de la lente sólo permite un control burdo sobre la cantidad de luz incidente en CCD de la cámara, por tanto, con éste se hacía un primer ajuste para acercarse *grosso modo* al punto de saturación; un segundo ajuste más fino se lograba moviendo las pantallas intermedias del arreglo de luz, ya que al acercar la pantalla hacia la lámpara aumentaba la luminosidad y viceversa.

3.5 CASOS DE ESTUDIO

Como se mencionó en la definición del problema, el objetivo de esta investigación es examinar el efecto del tamaño de la ventila exterior y la disposición de las aberturas internas en un flujo generado por una fuente aislada de calor o de frío, en un edificio conformado por dos habitaciones. Los experimentos consisten en analizar el desarrollo del flujo de fluidos y la estratificación generados por la fuente de flotación. Los flujos tienen semejanza dinámica con los producidos en un edificio real.

Existe la posibilidad de obtener diferentes patrones de flujo a través de una abertura horizontal al variar el número de Rayleigh $Ra_d = g(\Delta\rho/\rho L)d^4/\nu\alpha_s$. Cuando se tienen números de Ra bajos y el flujo volumétrico neto a través de la abertura es finito es laminar unidireccional. Para números de Ra altos de 10^5 hasta 10^8 , se presentan regímenes de flujo bidireccionales: laminar mitad-mitad, helicoidal, laminar no estacionario y turbulento, Arakeri *et al.* (2000).

Sin embargo, para acotar los casos de estudio, se realizaron experimentos preeliminares a partir de los cuales se determinó considerar sólo los casos extremos, flujo laminar unidireccional y flujo turbulento bidireccional. Los casos intermedios o de transición se excluyeron debido a que sólo se presentan por periodos de tiempo muy cortos, si se les compara con la escala de tiempo τ que describe la evolución de la densidad dentro de los cuartos.

En una primera etapa se realizó una serie de experimentos con dos aberturas en la pared divisoria, una pegada al techo y una pegada al piso, semejante a la configuración estudiada por Lin y Linden (2002). Para este arreglo se efectuó una serie de tres experimentos, cambiando el área de la sección transversal de la abertura de salida entre los valores de 0.64 cm², 9.89 cm² y 37.59 cm².

En una segunda etapa se efectuó una serie de experimentos con una sola abertura en la pared intermedia; primero se tomaron como referencia los casos estudiados por Wong y Griffiths (2001) quienes ubicaron la abertura pegada al techo y pegada al piso; y luego uno de los casos presentados por, Tovar (2007), en el que ubicó la abertura a media altura. Al igual que en la primera etapa, los experimentos de estas tres configuraciones se hicieron variando el área de la abertura de salida entre los valores de 0.64 cm² y 9.89 cm².

En ambas configuraciones, las aberturas internas fueron ranuras que abarcaban todo el largo de la pared divisoria, con una altura de ~ 0.024 m en los caso de una sola abertura y, la mitad, ~ 0.012 m en los casos de dos aberturas. Estos tamaños de abertura evitan la situación de bloqueo (Woods *et al.*, 2003), es decir no restringen el desarrollo del flujo interno bidireccional §2.1.1.





ETAPA 1	Área de la ventila de salida	Posición de la abertura intermedia
Caso TB-S	0.64 cm ²	
Caso TB-L	9.89 cm ²	
Caso TB-3	37.59 cm ²	

Tabla. 1. Diferentes combinaciones entre el diámetro de la ventila exterior y la posición de la abertura en la pared divisora, que dieron lugar a los nueve casos estudiados en el presente trabajo.

ETAPA 2	Área de la ventila de salida	Posición de la abertura intermedia
Caso T-S	0.64 cm ²	
Caso T-L	9.89 cm ²	
Caso M-S	0.64 cm ²	
Caso M-L	9.89 cm ²	
Caso B-S	0.64 cm ²	
Caso B-L	9.89 cm ²	

3.6 EXPERIMENTACIÓN

Con el arreglo experimental listo, se ponía en marcha el cronómetro e iniciaba la toma de la secuencia de fotografías y con un desfase de diez segundos comenzaba el experimento al abrir la válvula del rotámetro. La solución salina al cinco por ciento ($\rho_s=1.034 \text{ g cm}^{-3}$) empezaba a fluir a razón de $2.5 \text{ cm}^3/\text{s}$ dentro del módulo, lo cual producía los diferentes patrones de flujo que se registraban fotográficamente.

La adquisición de imágenes en los primeros ocho minutos del experimento se hizo a cada diez segundos para tener un registro detallado de la evolución del flujo en el inicio del estado transitorio, el cual comprendía el llenado de caja. Pasados los ocho minutos se tomaron imágenes cada 120 segundos durante otros doce minutos, hasta llegar a los 20 minutos, tiempo al cual el fenómeno ya había alcanzado el estado cuasi-estacionario. Después se prolongó el intervalo entre cada toma a 600 segundos, para no saturar la capacidad de almacenamiento de la computadora, hasta finalizar los experimentos a las tres horas con 40 minutos. El criterio establecido para finalizar los experimentos fue cuando el cambio de densidad en un lapso de diez minutos no excedía 0.001 g/cm^3 . En algunos casos este criterio se cumplía antes de haber transcurrido las tres horas, sin embargo con el fin de homologar los tiempos de duración para todos los experimentos se estableció que éste sería de tres horas con cuarenta minutos.

Durante los experimentos se extrajeron muestras de fluido del interior del módulo a los 10, 20, 40, 80, 160 y 220 minutos para validar los valores de densidad obtenidos a partir de las fotografías. Las muestras se obtuvieron procurando perturbar lo menos posible el desarrollo del flujo dentro de las

habitaciones. Para esto se utilizaron agujas de jeringa encajadas en los tapones superiores de ambos cuartos y se extrajeron de entre tres y cinco mililitros, suficientes para obtener tres lecturas con el medidor de densidad. Al terminar el experimento, todo el contenido del módulo se vaciaba en una tina y era mezclado. De esta mezcla se tomaban muestras de las cuales se obtenía el valor de densidad promedio al final de los experimentos y se comparaba con el promedio de los perfiles de densidad conseguido por medio de los tonos de luz con el fin de revalidar los resultados experimentales, con lo cual se determinó que el error experimental era menor al 3% de la diferencia inicial entre la densidad de la fuente y la densidad ambiente $\Delta\rho_0 = \rho_s - \rho_a$.

El implementar la técnica de atenuación de luz por colorante en el laboratorio del CIE involucró todo un proceso de aprendizaje. Por este motivo, como referencia para futuros trabajos en el Apéndice A se enlista una serie de recomendaciones formulada a partir de la experiencia ganada durante el trabajo en el laboratorio.

3.7 VISUALIZACIONES

Con base a visualizaciones obtenidas empleando la técnica *shadowgraph* (Merzkich, 1987), se identifican los procesos clave del desarrollo del flujo al interior de la cavidad. Para implementar esta técnica el modelo se iluminó por detrás con un proyector de acetatos y los patrones de sombras se proyectaron en una pantalla frontal traslúcida y fueron grabados digitalmente con una cámara de video (Fig. 15). Las visualizaciones estuvieron encauzadas a observar y registrar los patrones de flujo ocurridos durante los primeros 20 minutos, periodo que abarcaba la evolución del llenado de caja y el inicio del estado cuasi-estacionario.

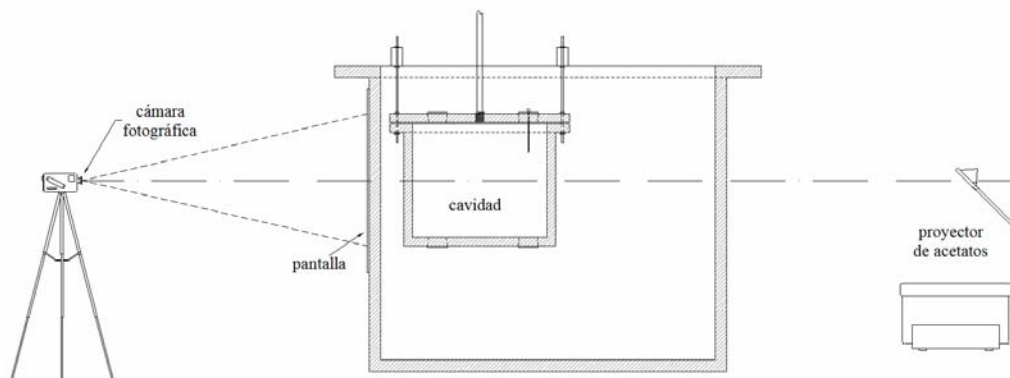


Fig. 15. Representación esquemática, sin escala, de un corte longitudinal del arreglo utilizado para las visualizaciones.

3.8 PROCESAMIENTO DE DATOS

El procesamiento de imágenes se hizo con el programa DigiFlow, con el que se seleccionaban y se procesaban recuadros igualmente espaciados en la vertical para representar la densidad de capas de fluido estratificadas al interior del módulo. Se procuraba que las ventanas por analizar, que medían en la mayoría de los casos 100×10 píxeles, estuvieran ubicadas fuera de la pluma de origen y de las zonas de turbulencia (Fig. 16). Del grupo de fotografías tomadas se procesaron las correspondientes a los 10, 20, 40, 80, 160 y 220 minutos.

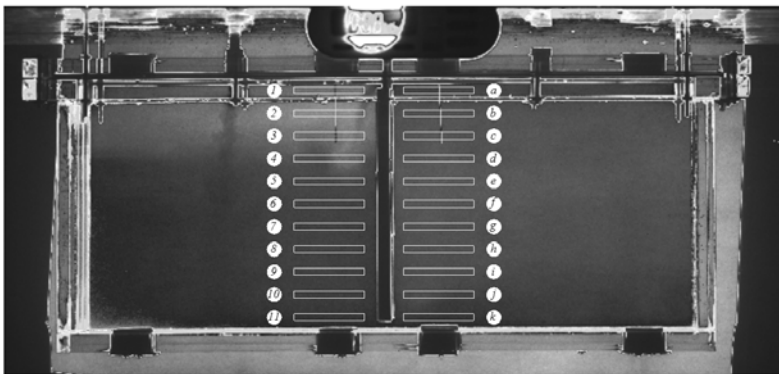
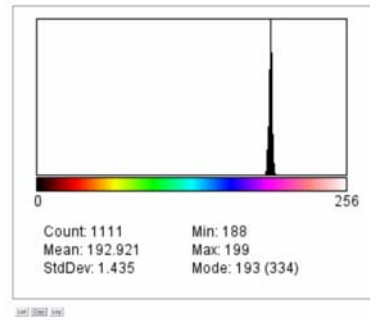


Fig. 16. En esta fotografía del modelo de los cuartos se muestra la disposición de las ventanas para la obtención de los valores de densidad de cada uno de los puntos que constituyen los perfiles de densidad. Los números corresponden a los recuadros del cuarto con forzamiento y las letras a los del cuarto sin forzamiento.

De igual forma que para la calibración, los tonos de gris de estos recuadros eran sometidos al proceso de corrección de tinta *Dye Atenuation*. Para esto, se indicaban las cuatro coordenadas correspondientes a los límites del recuadro en la fotografía en turno y se seleccionaba la primera imagen del experimento en cuestión como fondo, que servía como referencia para corregir la imagen. El resultado de este proceso era un archivo con formato de imagen en color falso.

Utilizando las herramientas de análisis de imágenes del programa *Image J*, se generaba el histograma de los tonos de gris del recuadro (Fig. 17a). En la parte inferior del histograma se muestra, entre otros, el promedio de los tonos de gris de la imagen. Por último, al sustituir este promedio en la relación funcional obtenida de la calibración, se obtenía el valor de la densidad de esa región en particular. Este procedimiento se hacía para cada cuarto, para cada tiempo específico y para cada una de las ventanas, con lo cual se obtenían los valores de densidad de los diez puntos que conformaban los perfiles de densidad de cada habitación (Fig. 17b).

(a)



(b)

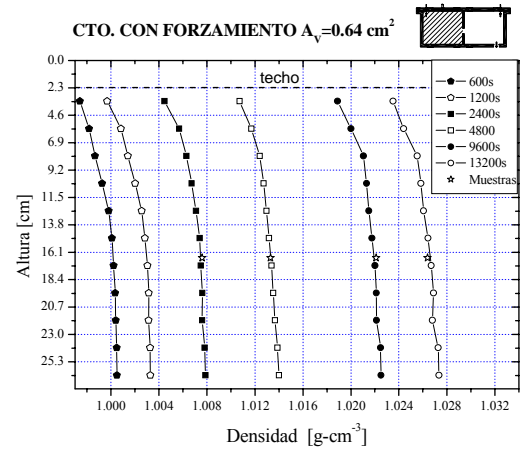


Fig. 17. (a) Histograma de un recuadro de 101 x 11 píxeles; 8-bit, donde se aprecia lo cerrado del histograma con una desviación estándar de menos de dos tonos de gris, resultado de una iluminación uniforme y de la homogeneidad del fluido. (b) Perfiles de densidad típicos, donde cada punto representa la densidad promedio de un área rectangular a su alrededor de $\sim 100 \times 10$ píxeles, el rótulo de datos muestra la simbología ocupada para los diferentes tiempos medidos en segundos, y las estrellas representan las mediciones de las muestras extraídas directamente del líquido.

CAPÍTULO 4

RESULTADOS

En este capítulo se exponen los resultados experimentales y se comparan con las predicciones de los modelos teóricos. En una primera parte, en §4.1, se describe el avance del frente denso en el corto plazo para las diferentes configuraciones de abertura interna, se cotejan los tiempos experimentales de llenado con la teoría propuesta basada en conservación de volumen, se representan gráficamente las estructuras de flujo obtenidas con las visualizaciones y se mencionan los efectos que tuvieron los diferentes parámetros variados en el desarrollo del flujo. Más adelante, en §4.2, se presenta la evolución en el largo plazo. Se mencionan los efectos del nivel de la o las aberturas internas y del tamaño de la ventila exterior en la hidrodinámica, se describe la estratificación por medio de perfiles de densidad y se muestra como los valores de densidad promedio alcanzan o se aproximan monótonicamente a un valor permanente.

4.1 Llenado de caja

El estado del llenado de caja comienza con la entrada de salmuera a través del inyector y termina tras haber transcurrido el tiempo t_i . Es en este proceso donde se instauran los patrones de flujo y de estratificación que prevalecen en el largo plazo. El avance experimental de la interfase se obtuvo tomando en cuenta el nivel del píxel a mayor altura que había cambiado su valor inicial. Esto se logra con relativa facilidad en el cuarto con forzamiento debido al contraste de densidad entre el frente de la capa densa y el fluido con densidad inicial; sin embargo, este contraste es menor en el cuarto sin forzamiento lo cual hace difícil determinar la posición del frente. Por esta razón la comparación entre los resultados experimentales y la teoría que describe el avance del frente en el cuarto sin forzamiento fue omitida. Para los cálculos teóricos que se exponen en esta sección se usa el valor de la constante de acreción de $\alpha=0.117$, el cual coincide con el valor reportado por Liu y Linden (2006). Con este valor resultan $C=0.142$ (2.5), $z_v^*=2.27$ cm (2.4) y $t_{fb}^*=101.5$ s (2.8). Las incertidumbres en las mediciones del avance del frente son de menor magnitud que los símbolos utilizados en las graficas por lo que no fueron incluidas en estas.

4.1.1 Descripción de los patrones de flujo en el llenado de caja

Al inyectar la salmuera desde el techo del cuarto con forzamiento se crea la pluma turbulenta de origen con flotación negativa. Simultáneamente, como el fluido es incompresible, se establece el flujo interno Q_i y el flujo hacia el exterior Q_e . Al descender la pluma de origen genera un mezclado turbulento, de tal manera que la densidad, o la gravedad reducida, al interior de la pluma decrecen a medida que ésta se aleja de la fuente (2.2). El frente de la pluma descende hasta impactar el piso donde se propaga horizontalmente en forma radial hasta alcanzar las paredes laterales formando una capa de fluido denso que empieza a llenar el cuarto con forzamiento.

Caso con interconexión superior.- El crecimiento de la capa densa determinada por (2.7) coincide con las observaciones experimentales, hasta que la interfase alcanza el límite inferior de la abertura interna, en un tiempo adimensional $t_{fB} \approx 3.5$ (Fig. 18a). La trayectoria del frente se determinó experimentalmente observando en las fotografías digitales la ubicación del píxel más alto que había cambiado su valor inicial del tono de gris. Después de este tiempo parte del fluido denso empieza a derramarse sobre la pared, por lo que la velocidad de crecimiento de la capa comienza a ser menor que lo predicho por (2.7). La elevación del frente continua más lentamente hasta alcanzar el nivel máximo $z_{fm} \approx 0.14$ en un tiempo $t_{fm} \approx 6$; seguido de esto, el frente descende a su nivel de estado permanente $z_{fss} \approx 0.15$ en el tiempo $t_{fss} \approx 12$ (Fig. 18b).

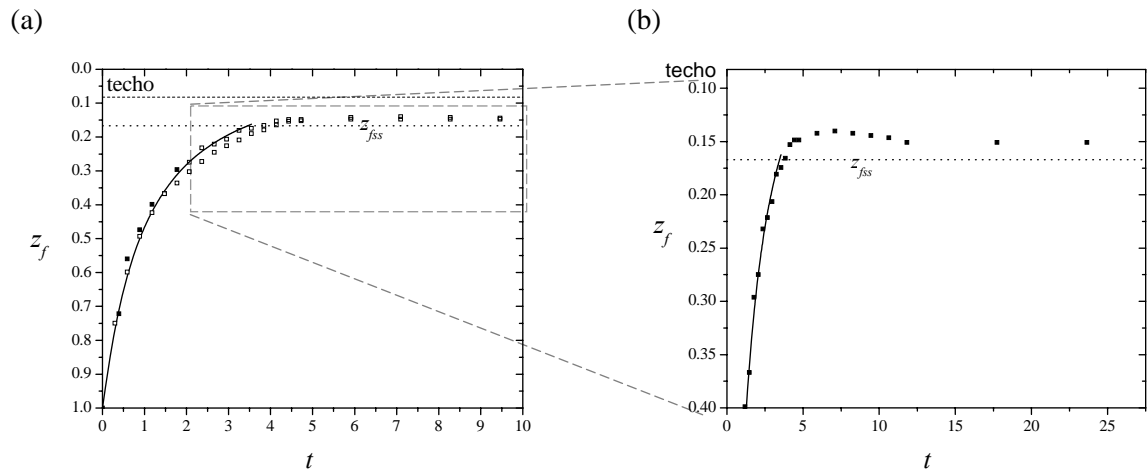


Fig. 18. Evolución de la altura de la interfase z_f en el cuarto con forzamiento calculada con (2.7) (línea sólida) y mediciones experimentales para los casos con abertura pequeña T-S (cuadrados delineados) y para los casos con abertura grande T-L (cuadrados sólidos). (b) La profusión temporal u “overshoot” del avance del frente de la capa densa para el caso T-S. Las incertidumbres en las mediciones son de menor magnitud que los símbolos utilizados en la presente gráfica.

Las mediciones experimentales de z_{fm} y z_{fss} no difieren significativamente de los valores $z_{fm}=0.167$ y $z_{fss}=0.168$ obtenidos a partir de (2.12) y (2.15). Esta discrepancia se le atribuye a la disminución de la densidad en la parte superior de la capa densa, que es una característica de la estratificación de llenado de caja, y a los esfuerzos viscosos y los efectos de borde. Estos efectos que no son considerados en el modelo simplificado, aumentan ligeramente la altura de la interfase y el espesor del flujo que desborda a través de la abertura interior Q_i .

Se estima que la diferencia entre los valores experimentales y los valores teóricos de t_{fm} (Tabla 2), estriba en que la desaceleración adicional en el avance de la interfase causada por la pérdida de fluido a través de la abertura de interconexión tampoco es considerada en la ecuación (2.9).

El proceso del llenado del cuarto sin forzamiento comienza tras haber transcurrido el tiempo t_{fb} . Esto ocurre cuando el fluido denso rebosa la pared intermedia y desciende en forma de pluma de pared de dos dimensiones. Cuando el frente de la pluma de pared choca con el piso del cuarto sin forzamiento cambia su dirección constituyendo una corriente de gravedad que avanza a lo largo del piso del cuarto sin forzamiento. Una parte del fluido de la corriente de gravedad escapa al pasar sobre la ventila exterior, mientras que el resto sigue su curso, atraviesa el cuarto sin forzamiento hasta topar con la pared lateral, y forma la capa de fluido denso. La pérdida de fluido a través de la abertura de salida puede conformar un flujo unidireccional (caso T-S) o bidireccional (caso T-L) (Fig.19a y 19b) (§2.3.1 y 2.3.2). La pluma de pared bidimensional no deja de suministrar fluido a la capa densa en el cuarto sin forzamiento, por lo que ésta empieza a ascender llenando la habitación.

Durante el ascenso de la capa densa en el cuarto sin forzamiento, el frente rebasa el nivel inferior de la abertura interna hasta empatar la altura de la estratificación abrupta del cuarto con forzamiento z_{fss} en un tiempo t_{ufss} . Posteriormente, fluido denso del cuarto sin forzamiento entra en el cuarto con forzamiento avanzando sobre la capa densa en forma de corriente de gravedad. A partir de que el frente de esta corriente de gravedad alcanza la región cónica que delimita la pluma de origen parte del fluido denso proveniente del cuarto sin forzamiento es arrastrado nuevamente por la pluma y se reincorpora a la capa densa que está por debajo del nivel de la interfase. La corriente de gravedad atraviesa todo lo largo del cuarto con forzamiento formando una segunda capa la cual crece y llena la región común a ambos cuartos en un tiempo t_{rc} .

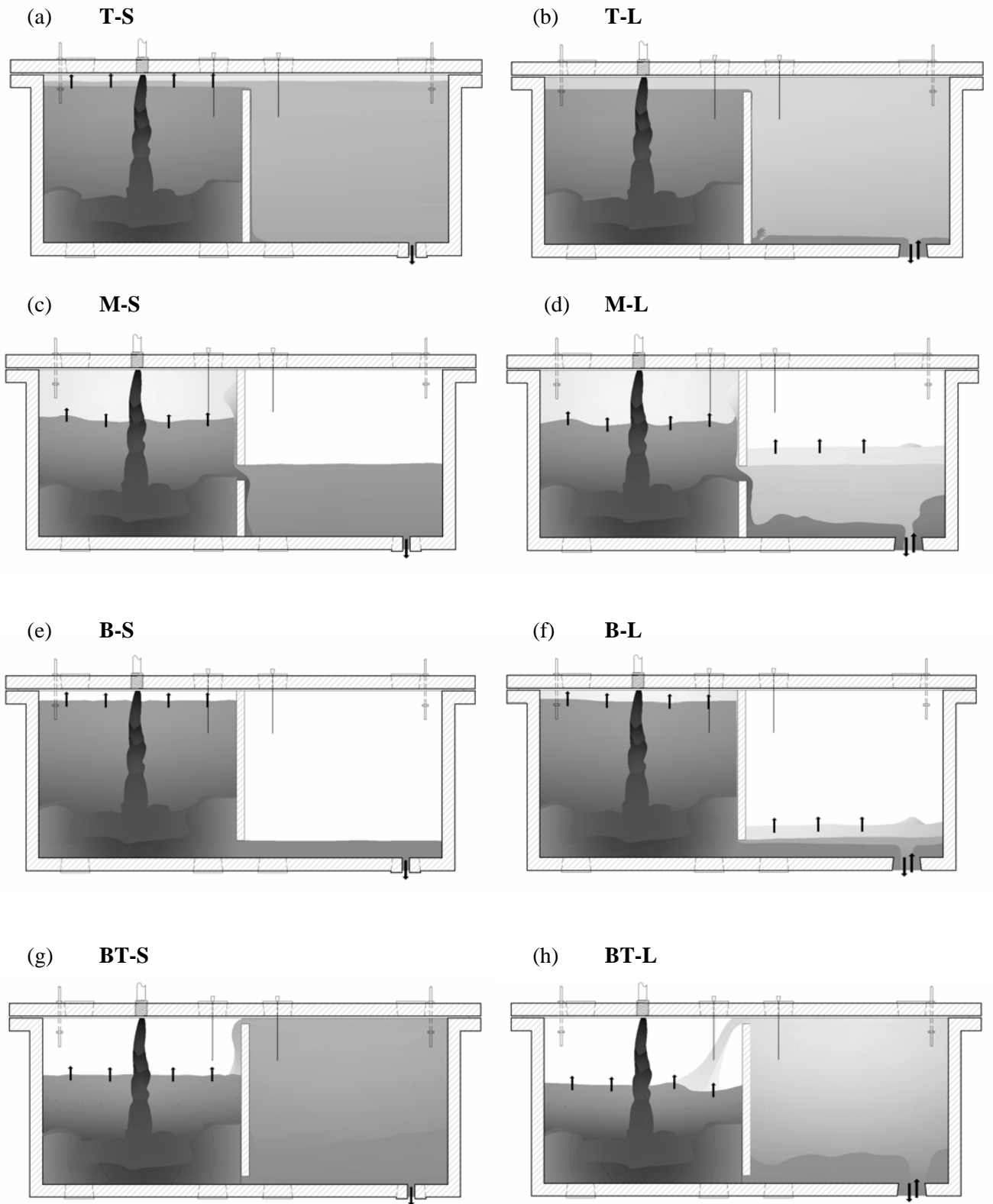


Fig. 19. Representación esquemática de los efectos en los patrones internos del flujos laminar unidireccional con caudal $Q_e=Q_s$ (izquierda), debido a lo reducido del diámetro de la abertura de salida, y del flujo turbulento bidireccional donde debido a la disminución de la presión interior fluido ambiente entra a la cavidad (derecha).

En el transcurso del llenado de la región común se distinguen tres estratos en el cuarto con forzamiento; el inferior compuesto por la mezcla de fluido denso de la pluma con el ambiente del cuarto con forzamiento; el intermedio, por la capa intrusiva proveniente del cuarto sin forzamiento; el superior, de fluido con densidad inicial (Fig. 19a).

En esta configuración, con la abertura de interconexión pegada al techo, se tiene el mayor volumen participante, $V_p=1$, en comparación con los otros casos donde la abertura se encuentra a cierta distancia de la techumbre; en consecuencia, el tiempo de llenado de caja $t_f \approx 24$ es el de mayor duración. El modelo teórico propuesto en § 2.2, que describe las etapas del llenado de caja, define de manera acertada el desarrollo del flujo experimental (Tabla 2).

Caso de interconexión a media altura.- En este caso el inicio del proceso del llenado es el mismo que en la configuración anterior hasta que el frente de la capa densa rebasa el borde inferior de la abertura interna; lógicamente, como la distancia que tiene que recorrer el frente para alcanzar el borde de la abertura es menor, el tiempo que tarda en hacerlo también lo es $t_{fB} \approx 0.3$. Al rebasar el borde inferior de la abertura, una porción de fluido denso sigue su asenso mientras que la otra desborda sobre la pared divisoria formando una pluma de pared bidimensional. Como el gasto del fluido que desborda Q_i es mayor al suministrado por la fuente Q_s , por conservación de volumen, se establece un flujo de retorno en la abertura interna Q_r , como se explica en § 2.2.1.2. Al igual que en el caso anterior, el fluido que desborda sobre la pared divisoria genera la formación de una capa densa ascendente en el cuarto sin forzamiento.

El frente de la capa densa en el cuarto con forzamiento alcanza una profundidad estacionaria $z_{fss} \approx 0.38$ en un tiempo $t_{fss} \approx 2.0$ (Fig. 20), el cual es subestimado por (2.9) para los dos casos con abertura interna y la profundidad teórica $z_{fss} \approx 0.41$, es mayor a la observada experimentalmente, por las mismas razones expresadas en los casos con la abertura pegada al techo. Posterior al tiempo t_{fss} , la profundidad de la interfase en el cuarto con forzamiento se mantiene estable en un nivel z_{fss} hasta que es afectado por el flujo denso que retorna del cuarto sin forzamiento.

La capa densa se forma en el cuarto sin forzamiento y comienza su ascenso al tiempo $t \approx 1.0$, y alcanza el borde superior de la abertura interna en un tiempo $t_{uT} \approx 1.7$, mayor al predicho por (2.17) $t_{uT} \approx 2.0$. Como se menciona en § 2.2.1.4, el fluido denso de la capa inferior del cuarto sin forzamiento no sube más allá del nivel del borde superior de la abertura interna, sino que retorna hacia el cuarto con

forzamiento. El flujo de retorno Q_r , ahora compuesto de fluido denso ingresa al cuarto con forzamiento en forma de pluma de pared bidimensional ascendente. La pluma de pared en su trayectoria hacia el techo del cuarto con forzamiento atraviesa la estratificación típica del llenado de caja y reemplaza el fluido alojado sobre la interfase, causando el ascenso pronunciado de la capa densa al tiempo $t \approx 3.7$ (Fig. 20). El tiempo teórico calculado del llenado de esta capa superior $t_{fs} \approx 1.5$ es semejante al registrado experimentalmente $t_{fs} \approx 2.1$; y el tiempo teórico de la duración del llenado de caja $t_t = t_{fss} + t_{ur} + t_{fs} = 4.8$ concuerda razonablemente con el experimental $t_t \approx 5.8$ (Tabla 2).

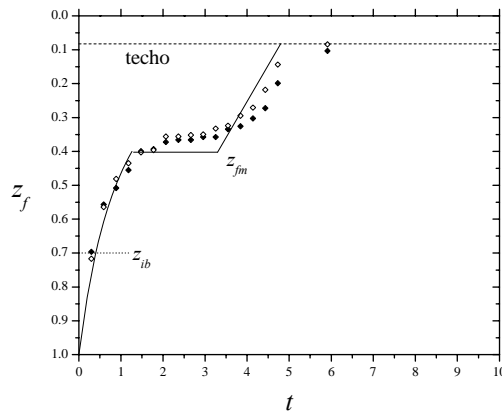


Fig. 20. Evolución del primer frente en el cuarto con forzamiento para los casos con abertura interna, determinada por (2.7) (línea sólida) y las mediciones experimentales con diferente tamaño en la abertura exterior, pequeña, 0.64 cm², (rombos sólidos) y grande, 9.89 cm², (rombos delineados).

Caso de interconexión inferior.- Al igual que en los casos anteriores el choque del frente de la pluma generada por la fuente con el piso genera una corriente de gravedad que se propaga radialmente sobre el piso del cuarto con forzamiento. La altura del frente del fluido que hace el primer contacto con la pared intermedia sobrepasa el borde superior de la abertura interior, por lo que una parte de la corriente de gravedad penetra la abertura interna, mientras que la otra es retenida por la pared. Debido a que la abertura está pegada al piso en este caso, la capa de fluido denso llega al cuarto sin forzamiento sin necesidad de superar la pared divisoria; sin embargo, el volumen descargado por la pluma es de tal magnitud $\sim Q_p(H_v)$ que la abertura interior restringe el paso de fluido denso. Esta restricción evita la formación de una capa densa de espesor uniforme que abarque el lecho inferior de ambos cuartos. En cambio la mayor parte del flujo volumétrico $Q_p(z_v)$ recircula localmente en el cuarto con forzamiento, mientras que el resto constituye el flujo volumétrico Q_i que penetra en el cuarto sin forzamiento.

El ingreso de Q_i forma una corriente de gravedad bidimensional, la cual atraviesa el cuarto sin forzamiento y crea una capa de fluido denso. Para compensar el flujo que escapa del cuarto con forzamiento a través de la abertura interna, se establece a través de ésta el flujo de retorno $Q_r = Q_i - Q_s$.

En este caso, antes de que la capa densa en el cuarto con forzamiento llegue a la altura del nivel estacionario z_{fss} , al tiempo teórico $t_{fss} \sim 1.0$ la capa densa del cuarto sin forzamiento alcanza el nivel superior de la abertura interior z_{it} , al tiempo $t_{uT} \sim 0.35$. Posteriormente, el flujo de retorno Q_r , ahora compuesto de fluido denso, se incorpora a la capa densa del cuarto con forzamiento y afecta su desarrollo. Consecuentemente, el crecimiento de la capa densa del cuarto con forzamiento no se detiene en el nivel teórico z_{fss} , ya que $t_{uT} < t_{fss}$, como se menciona en §2.2.1.5., sino que sigue su curso, el cual es definido por el modelo alternativo de llenado de caja (2.21) (Fig. 21).

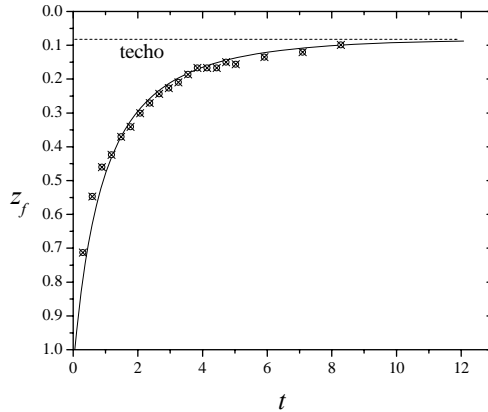


Fig. 21. Ascenso del frente denso en el cuarto con forzamiento para los casos con abertura inferior, determinada por (2.20) (línea sólida) y las mediciones experimentales con diferente tamaño de abertura exterior, pequeña, 0.64 cm², (puntos) y grande, 9.89 cm², (cruces).

Caso con dos interconexiones.- De la misma manera que en los experimentos descritos anteriormente, el llenado de caja empieza con la inyección de fluido denso a través del inyector que genera la pluma de flotación negativa turbulenta en el cuarto con forzamiento, la cual al topar con el piso forma una capa que se extiende hasta alcanzar las paredes laterales del cuarto. Esta capa crece con el tiempo gracias al continuo suministro de la pluma, como se describe en §2.2.1.1.

A partir de que el fluido denso llega a la abertura inferior de la pared intermedia, se instaura una recirculación global, con flujos unidireccionales a través de las ranuras de interconexión. El flujo a través de la abertura inferior Q_1 corre del cuarto con forzamiento hacia el cuarto sin forzamiento, y el flujo en la abertura superior Q_2 fluye en sentido opuesto. El flujo inferior entra al cuarto sin forzamiento en forma de una corriente de gravedad que avanza a lo largo del piso hasta chocar con la pared opuesta y da lugar a una creciente capa densa. Parte del fluido de la corriente de gravedad al pasar sobre la ventila de exterior escapa ya sea como flujo unidireccional §2.3.1 o bidireccional §2.3.2.

Como se menciona en Kaye y Hunt (2004), al inicio del llenado de caja el flujo de drenado Q_d es menor que el flujo de llenado de caja de la pluma al nivel de la interfase $Q_p(z_f)$, por lo que la capa en el cuarto con forzamiento continua creciendo hasta alcanzar cierta altura de equilibrio z_{fss} . En ese punto se forma una estratificación abrupta de dos capas, la superior compuesta por un fluido de densidad inicial

ρ_0 y la inferior compuesta por salmuera diluida. Mientras esto ocurre, la capa densa del cuarto sin forzamiento crece hasta empatar el nivel de la capa en el cuarto con forzamiento z_{fs} al tiempo $t \sim 2.6$ (Fig. 22). Ya que la capa del cuarto sin forzamiento es menos densa que la capa del cuarto con forzamiento, esta última ejerce una mayor presión hidrostática en la abertura inferior; aunado a esto, el flujo volumétrico que sale del cuarto con forzamiento es mayor al flujo suministrado por la pluma Q_s , lo cual genera una diferencia de presión negativa en la parte superior del cuarto con forzamiento que induce el flujo de retorno a través de la abertura superior. Por estos motivos la capa densa en el cuarto sin forzamiento sigue creciendo, sin importar la pérdida a través de la abertura exterior, y alcanza el nivel de la abertura superior al tiempo $t \sim 4.5$ (Fig. 22).

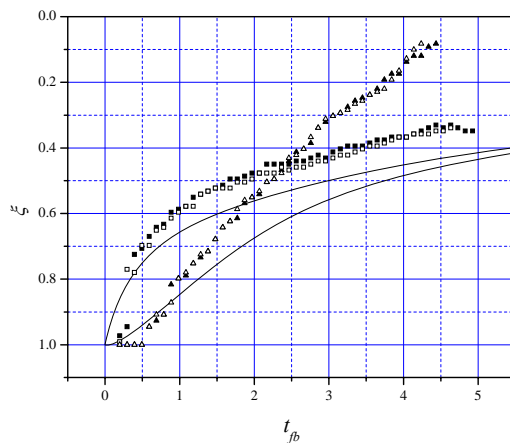


Fig. 22. La línea sólida representan el avance teórico del frente en el cuarto con forzamiento z_f y la línea entrecortada la del frente en el cuarto sin forzamiento z_n obtenidos a partir de las ecuaciones 2.25 y 2.29, respectivamente; los cuadros, el avance observado experimentalmente del frente en el cuarto con forzamiento; los triángulos, el cuarto sin forzamiento. Las figuras sólidas corresponden a los experimentos con la abertura exterior pequeña de 0.64 cm^2 ; y las figuras delineadas, a los experimentos con abertura exterior grande de 9.89 cm^2 .

La discrepancia entre la posición de los frentes determinada a partir del modelo teórico y la registrada experimentalmente (Fig 22), se debe a la manera en que la estratificación vertical de ambas capas es tratada en el modelo de Thomas *et al.* (2008). En este modelo el perfil de densidad heterogéneo se representa por medio de una capa *equivalente* con el fin de simplificar el tratamiento matemático. Esto implica, que las predicciones teóricas del avance muestren un retraso significativo con respecto a las mediciones experimentales, como también se puede constatar en la figura 8 de Thomas *et al.* (2008).

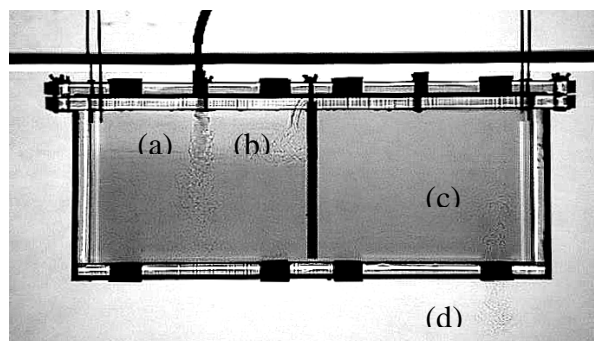


Fig. 23. Fotografía del flujo dentro del módulo correspondiente al caso con abertura de 9.89 cm^2 al tiempo $t \sim 600 \text{ s}$, obtenida utilizando la técnica de Shadowgraph. Los tres principales flujos turbulentos indicados en la fotografía son: (a) pluma forzada, (b) flujo de retorno y (c, d) flujo de intercambio. La abertura interna superior no se aprecia debido al tornillo con el que se sujeta la tapa obstruye la visibilidad.

Cuando el fluido denso del cuarto sin forzamiento alcanza el nivel de la abertura superior, retorna a través de ésta al cuarto con forzamiento en forma de chorro (Fig. 19 y 23). Este chorro de flotación negativa promueve el mezclado por arriba de las dos capas previamente establecidas en el cuarto con forzamiento. Al pasar el tiempo el chorro pierde el ímpetu y se transforma en una pluma de pared laminar descendente. Debido a este mezclado, la preexistente estratificación abrupta de dos capas se suaviza al grado de formar una capa muy homogénea con un gradiente de densidad menor a 10^{-4} g/cm⁴ (Fig. 28). Cuando todo el fluido dentro de los cuartos ha sido arrastrado por la pluma de origen se considera concluido el proceso de llenado de caja. Así, al término de este proceso se distingue una capa de estratificación continua en cada cuarto con una pequeña diferencia de densidad entre ambas (Fig. 28).

4.1.2 Efecto de los diferentes parámetros en el llenado de caja

4.1.2.1 Efecto del nivel de la abertura interna

En la altura de la estratificación del cuarto con forzamiento.- La profundidad mínima z_{fm} y la profundidad estacionaria z_{fss} del frente en el cuarto con forzamiento en función del nivel de la abertura interna fueron graficadas (Fig. 24) con las condiciones experimentales descritas en §3 a partir de (2.12 y 2.15), respectivamente. En esta gráfica se observa que cuando la abertura interna es elevada, tanto la profundidad mínima como la profundidad del frente estacionario se aproximan al nivel de la parte baja de la abertura interior z_{iB} , para $0 < z_{iB} < 0.48$. La profundidad del frente en el estado permanente se establece dentro de los bordes inferior y superior de la abertura interior, es decir $z_{iT} < z_{fss} < z_{iB}$. Por otro lado, cuando el nivel de la abertura interior descende entre $0.48 < z_{iB} < 1$, la profundidad estacionaria del frente se establece por encima del nivel del borde superior de la abertura interior z_{iT} , esto es $z_{fss} < z_{iT}$.

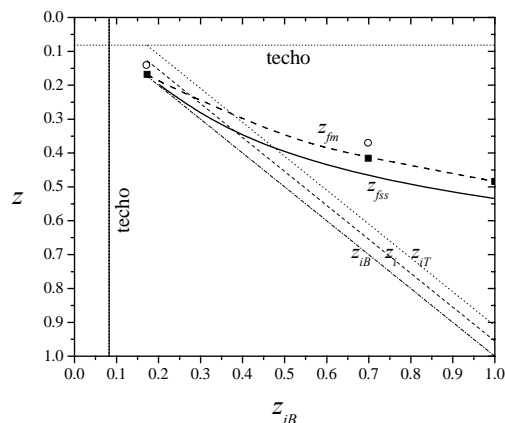


Fig. 24. Profundidad mínima z_{fm} (línea entrecortada) y altura en el estado permanente z_{fss} (línea sólida) del frente en el cuarto con forzamiento obtenidas a partir de (2.12 y 2.15) respectivamente; $z = z_{iB}$, $z = z_{iI}$, $z = z_{iT}$, (línea entrecortada con puntos), los tres valores teóricos que corresponden a tres niveles de abertura interna (cuadrados) y la altura registrada experimentalmente (círculos). Estos resultados fueron obtenidos considerando que el flujo de retorno Q_r está compuesto por fluido de densidad inicial ρ_0 como si el cuarto con forzamiento estuviera conectado al ambiente.

En la duración del llenado de caja.- Para los casos con una sola abertura interior el proceso de llenado de caja define la evolución de corto plazo. La duración de este proceso la determina el tiempo t_i , que es el tiempo que tarda el primer frente en alcanzar el techo del cuarto con forzamiento. La duración de este periodo aumenta desde los casos con abertura a media altura ($t_i \approx 7.0$), a los casos con abertura pegada al piso ($t_i \approx 10.8$) y los casos con abertura pegada al techo ($t_i \approx 24.9$) (Tabla 2). De lo anterior se presume que a medida que desciende el nivel de la abertura interna, disminuye el tiempo de llenado de caja, hasta llegar al nivel crítico donde $t_{uT} < t_{fm}$, a partir del cual se establece el régimen de llenado de caja modificado y esta tendencia se trunca.

Tabla 2. Tiempos teóricos y experimentales correspondientes a la etapa del llenado de caja para los casos de una abertura.

TIEMPOS ADIMENSIONALES DE LAS ETAPAS QUE CONFORMAN EL LLENADO DE CAJA

Caso	t_{fB}			t_{fm}, t_{fss}			t_{uT}, t_{ufss}			t_{fs}, t_{rc}			t_i		
	Eq. (2.9)	Exp	Dif.	Eq (2.9)	Exp	Dif.	Eq. (2.17)	Exp	Dif.	Eqs. (2.18) (2.19)	Exp	Dif.	Teoría	Exp	Dif.
T-S	3.3	3.5	6%	3.5	6	42%	18	15.9	13%	5.5	3	83%	27	24.9	8%
T-L	3.3	3.9	15%	3.5	6	42%	18	15.9	13%	5.5	3	83%	27	24.9	8%
M-S	0.4	0.3	33%	1.3	2	35%	2	1.7	18%	1.5	2.1	29%	4.8	5.8	17%
M-L	0.4	0.3	33%	1.3	2	35%	2	1.7	18%	1.5	2.1	29%	4.8	5.8	17%
B-S	—	0.1	—	1	—	—	0.35	—	—	1.4	—	—	12.0 (eq 2.21)	10.8	11%
B-L	—	0.1	—	1	—	—	0.35	—	—	1.4	—	—	12.0 (eq 2.21)	10.8	11%

4.1.3 Efecto del tamaño de la ventila exterior

En la tabla 2 se exponen los resultados teóricos y experimentales de las distintas etapas que constituyen el llenado de caja. Estos resultados confirman que la evolución del primer frente es independiente del tamaño de la ventila exterior. Esto se debe al hecho de que el flujo neto a través de la ventila es el mismo sin importar el tamaño de la abertura. El único efecto que se tiene al incrementar el tamaño de la ventila exterior es el de diluir el fluido participante, tal efecto se evidencia cuando se analiza la evolución de la densidad en el largo plazo.

4.2 LARGO PLAZO

El largo plazo comienza tras haber transcurrido el tiempo t_t , cuando todo el fluido participante ha pasado a través de la pluma de origen y ha modificado su densidad inicial. La diferencia de densidad entre la pluma de origen y la densidad promedio de los cuartos es mayor al principio del largo plazo, y con el transcurso del tiempo se va reduciendo, a diferencia del contraste entre la densidad del fluido participante y el ambiente, que con el tiempo se incrementa. Por lo tanto, el suministro de flujo de flotación de la fuente disminuye, mientras que la pérdida de flujo de flotación a través de la ventila exterior aumenta; así, el suministro neto de flujo de flotación a los cuartos decrece con el tiempo. A pesar de esta disminución, las estructuras de flujo y la estratificación al interior de los cuartos que se establecieron durante el llenado de caja persisten hasta el término de los experimentos, como se aprecia en los perfiles de densidad similares (Figs. 25, 26 y 28).

4.2.1 Observaciones experimentales

Casos con interconexión superior.- En el largo plazo las estructuras de flujo que caracterizan a los casos con abertura superior son la pluma descendente de pared y la intrusión horizontal de retorno. Se observa una estratificación de dos capas en el cuarto con forzamiento y una capa de fluido mezclado en el cuarto sin forzamiento que se mantienen de la misma manera en la que se establecieron en la etapa del llenado de caja (Figs. 19a y 19b). Los perfiles de densidad de los casos T-S y T-L aumentan monótonicamente con el tiempo y al término de los experimentos alcanzan una densidad promedio $\rho_{end}^* \approx 1.022$ y 1.009 g/cm^3 respectivamente (Figs. 25a y 26a). La mayor diferencia de densidad entre los cuartos, de aproximadamente $0.1 \Delta\rho_0$, se presenta en el caso T-L, debido a que la pared intermedia por su altura resguarda el fluido del cuarto con forzamiento de la dilución que genera el flujo bidireccional en el cuarto contiguo.

Casos con interconexión a media altura.- En estos casos el flujo de intercambio a través de la abertura interior es mayor comparado con los casos de abertura superior y está asociado con la pluma de pared ascendente en el cuarto con forzamiento y con la pluma de pared descendente en el cuarto sin forzamiento. (Figs. 19c y 19d). En el cuarto con forzamiento se distingue una capa mezclada, mientras que en el cuarto sin forzamiento se observa una estratificación de dos capas, como se describe en § 2.3.3. La estratificación de dos capas en el cuarto sin forzamiento es evidente en el caso M-S; sin embargo, cuando se presenta el flujo bidireccional, como ocurre en el caso M-L, el flujo entrante

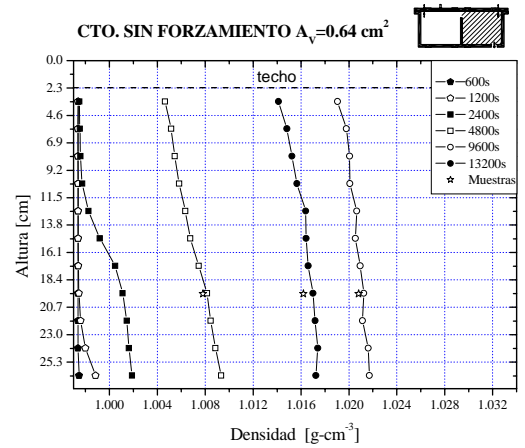
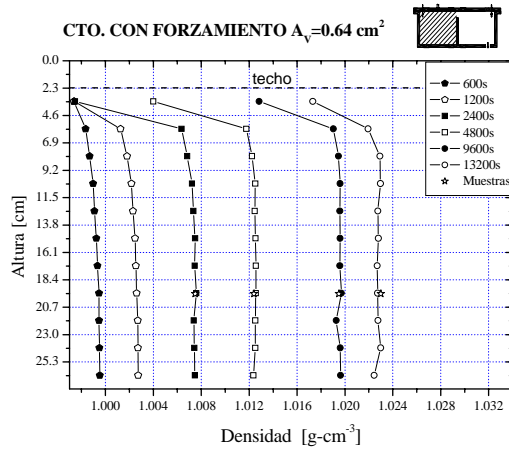
asciende en forma de *fuerza turbulenta* (Bloomfield y Kerr, 2000) y rebasa ligeramente la interfase y la erosiona. El resultado de este desgaste es la ampliación de la zona de gradiente y la formación de una nueva capa intermedia entre ambos estratos.

De la misma manera que en los casos con abertura interior superior, cuando se presenta el flujo de intercambio a través de la ventila exterior grande, caso M-L, esto causa que la densidad del fluido participante aumente a una razón menor; como se aprecia al comparar los casos M-S y M-L en donde la densidad registrada al término de los experimentos fue de $\rho_{end}^* \sim 1.026$ y de 1.010 g/cm^3 , respectivamente (Figs. 25b, y 26b).

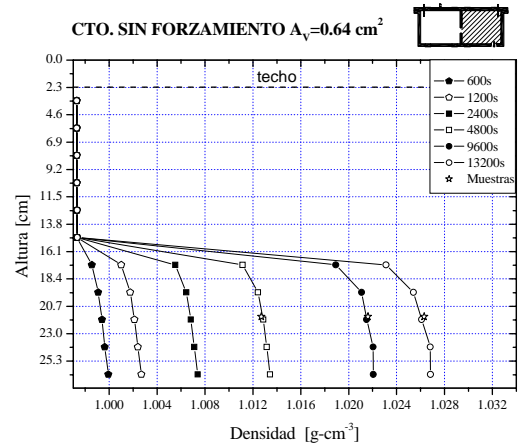
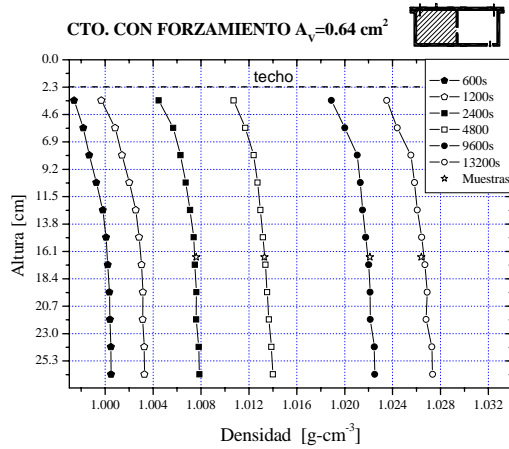
Casos con interconexión inferior.- El flujo de intercambio a través de la abertura en estos casos promueve el mezclado con el cual se homogeniza el fluido del volumen participante. (Figs. 19e y 19f). En estos casos el flujo de intercambio está asociado a la corriente de gravedad en el cuarto sin forzamiento y a la pluma de pared ascendente en el cuarto con forzamiento. De acuerdo con (2.43), en esta configuración se tiene el menor volumen participante. Debido a esto el aumento de la densidad del fluido participante es más rápido en comparación con los casos descritos arriba. Al final de los experimentos B-S y B-L se obtuvieron los valores de densidad más altos $\rho_{end}^* \sim 1.028$ y 1.011 g/cm^3 , respectivamente (Figs. 25c, 26c y 27b).

Casos con dos interconexiones.- La mezcla del fluido al interior de los cuartos en esta configuración es la más homogéneas. Esto se debe a que la recirculación que se establece desde un inicio a través de las aberturas internas disminuye tanto el contraste entre los cuartos como la estratificación vertical. Las estructuras características en estas configuraciones son el flujo interno Q_1 que se establece en la abertura inferior del cuarto con forzamiento hacia el cuarto sin forzamiento y el flujo Q_2 que corre en el sentido opuesto a través de la abertura superior; la pluma de pared en el cuarto con forzamiento. En estos casos se aprecia la menor variación en los perfiles de densidad a la altura de la interfase f_{ss} . Al final de los experimentos se obtuvieron valores de densidad de $\rho_{end}^* \sim 1.023$, 1.009 y 1.002 g/cm^3 para los casos TB-S, TB-L y TB-3L, respectivamente (Figs. 27a y 28).

a) T-S



b) M-S



c) B-S

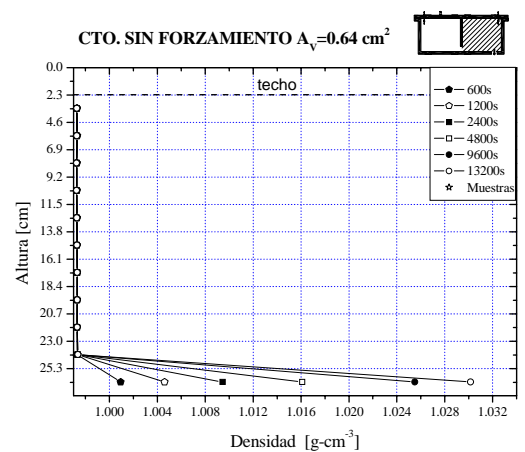
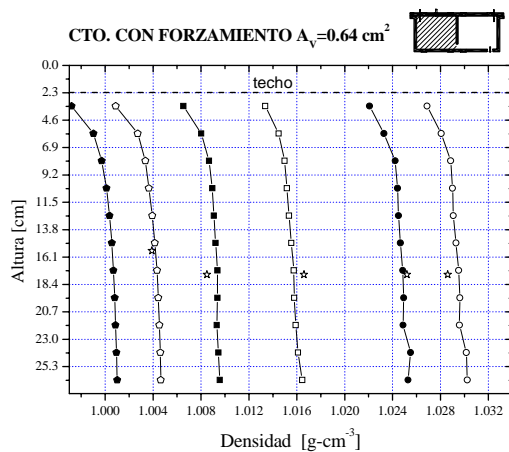
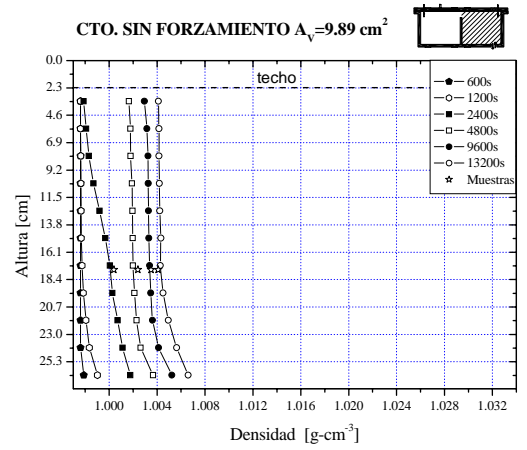
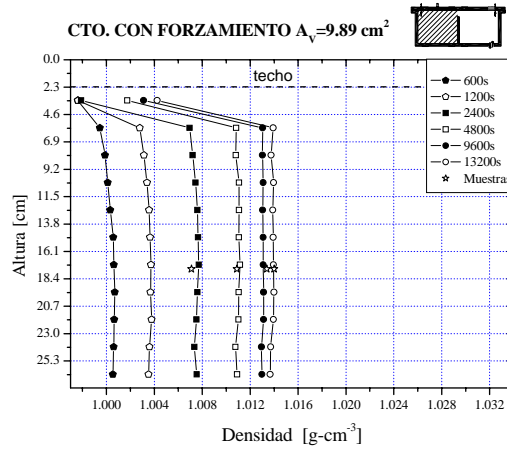
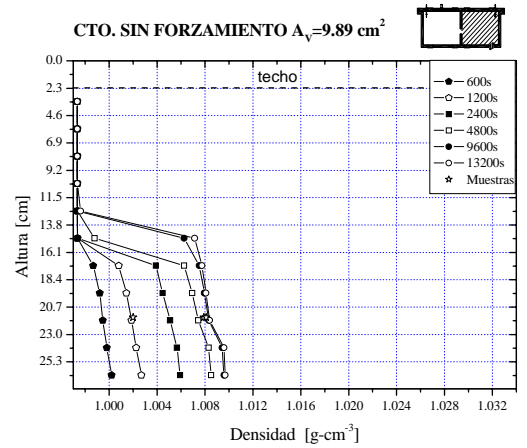
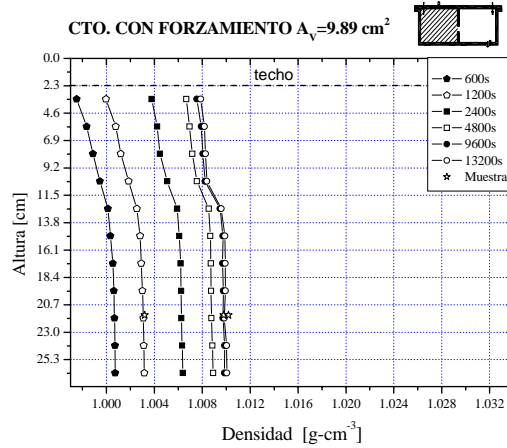


Fig. 25. Perfiles de densidad correspondientes a los casos con flujo **unidireccional** en la abertura de salida (Casos T-S, M-S y B-S). Las gráficas a la izquierda corresponden a las densidades en el cuarto con forzamiento y las de la derecha al cuarto sin forzamiento. Los tiempos que corresponden a los perfiles están indicados en los recuadros. Las estrellas representan las mediciones directas de las muestras extraídas con jeringa del fluido al interior de los cuartos.

a) T-L



b) M-L



c) B-L

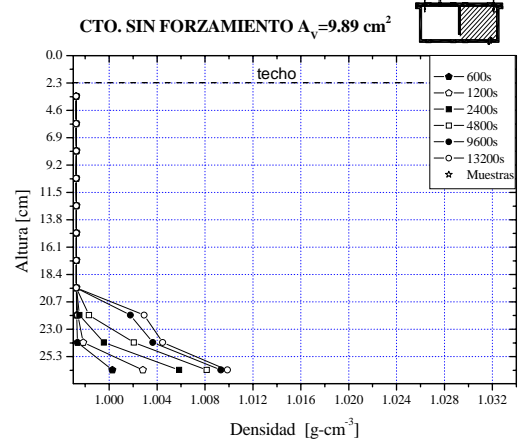
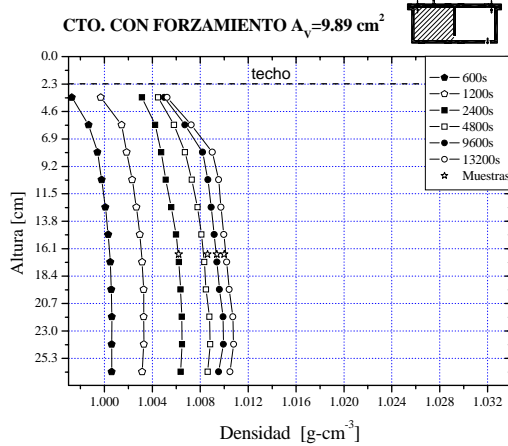


Fig. 26. Perfiles de densidad correspondientes a los casos con flujo **bidireccional** en la abertura de salida (Casos T-L, M-L y B-L). Las gráficas a la izquierda corresponden a las densidades en el cuarto con forzamiento y las de la derecha al cuarto sin forzamiento. Los tiempos que corresponden a los perfiles están indicados en los recuadros. Las estrellas representan las mediciones directas de las muestras extraídas con jeringa del fluido al interior de los cuartos.

4.2.2 Efecto del tamaño de la ventila exterior

Desde la fase de llenado de caja, cuando el frente de la corriente de gravedad avanza a lo largo del lecho inferior del cuarto sin forzamiento y alcanza la ventila exterior, parte de fluido denso se incorpora al flujo de salida Q_e . Los regímenes de flujo a través de la abertura exterior están en función del valor relativo entre las componentes de la presión interna, una generada por el inyector y la otra por la diferencia de densidad entre el interior y el exterior. Las dimensiones de la abertura exterior afectan el valor relativo de estas componentes y determinan el tipo de flujo a través de la abertura. Como se menciona en §3.4, las configuraciones experimentales de este estudio involucran sólo los regímenes de flujo laminar unidireccional y turbulento bidireccional. La reducción de d_e y el cambio de régimen asociado implica que ρ^* aumente a mayor velocidad y que el valor final de la densidad sea mayor.

Para ilustrar las diferencias entre el flujo bidireccional y unidireccional y su influencia en el desarrollo de los flujos y en la estratificación al interior de las habitaciones, se describen los casos con dos aberturas de interconexión TB-S, TB-L y TB-3 y se presenta la evolución de la densidad de los casos con una abertura interna, B-S y B-L.

Durante el desarrollo de flujo bidireccional turbulento, los regímenes de flujo intermedio o de transición presumiblemente se presentan por tiempo cortos al principio de los experimentos, sin embargo sus efectos quedan excluidos del análisis.

Flujo unidireccional.- En el caso de la abertura más pequeña de 0.64 cm², el flujo a través de la ventila es generado por la cabeza de presión ejercida desde el tanque elevado a través del inyector. (Fig. 19d). En este caso la densidad del fluido al interior de los cuartos se aproxima asintóticamente a la densidad de la fuente $\rho_s=1.034$ g-cm⁻³, debido a que la presión ejercida por el inyector restringe la entrada de fluido exterior a las habitaciones.

Caso bidireccional.- En el caso de la abertura interna, 9.89 cm², la pérdida de presión generada por la diferencia de densidad a través de la abertura exterior es mayor a la presión suministrada por la inyección, por lo que el gradiente de densidad es capaz de generar un contraflujo (Fig. 19e). Ya que el contraflujo lo conforma agua del ambiente, la densidad aumenta a una menor razón (2.37) y el valor de la densidad alcanzada en el estado permanente es menor que la de la inyección, $\rho_{ss}<\rho_s$. La densidad promedio de ambos cuartos aumenta hasta alcanzar un valor de $\rho_e \sim 1.010$ g-cm⁻³ en el estado

permanente (Fig. 27), el cual se establece cuando el flujo salino a través de la ventila exterior iguala el suministrado por la fuente.

En esta configuración la estratificación de dos capas en el cuarto con forzamiento es más evidente, debido que la capa superior está constituida por el fluido de retorno menos denso que en el caso de flujo unidireccional. Esto aumenta el contraste entre las capas y hace más pronunciado el gradiente de densidad en la interfase que las separa (Fig. 28b). Durante el desarrollo de flujo bidireccional turbulento, los regímenes de flujo intermedio o de transición presumiblemente se presentan por tiempos cortos al principio de los experimentos, sin embargo sus efectos quedan excluidos del análisis.

Las serie experimental para los cuartos con dos aberturas internas incluye una configuración con tres aberturas externas que en conjunto suman un área total de 37.59 cm². En ésta, también se observa la presencia de un flujo en dos direcciones; sin embargo, la densidad en esta configuración alcanza un valor de $\rho_e \sim 1.002 \text{ g}\cdot\text{cm}^{-3}$, que es menor al predicho por (2.37) (Fig. 30). Esta diferencia se le atribuye a la manera en que los flujos de entrada y salida se organizan a través de las diferentes aberturas. Al tratarse de múltiples aberturas existe la posibilidad de que se formen flujos bidireccionales mitad y mitad o que se instaure un circuito de recirculación, en el que el fluido salga preferentemente por una abertura y entre por la otra. Cualquiera de estos dos escenarios posibles evita el desarrollo pleno de la turbulencia a través de cada una de las aberturas. Esto conlleva un flujo de intercambio más eficiente entre el interior y el exterior y una mayor pérdida de fluido denso.

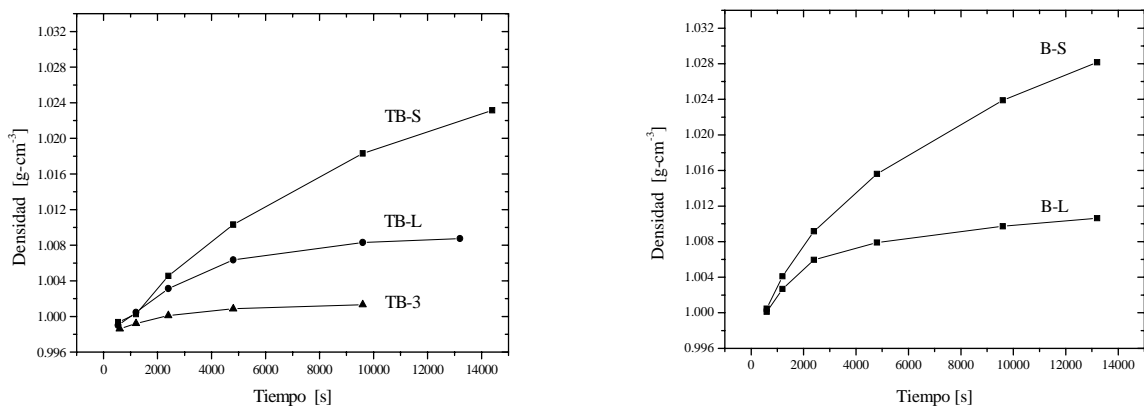
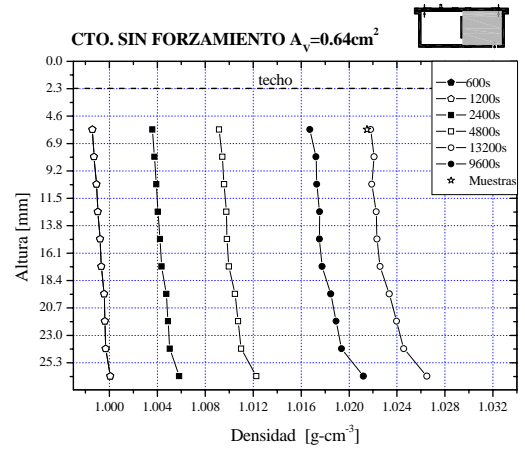
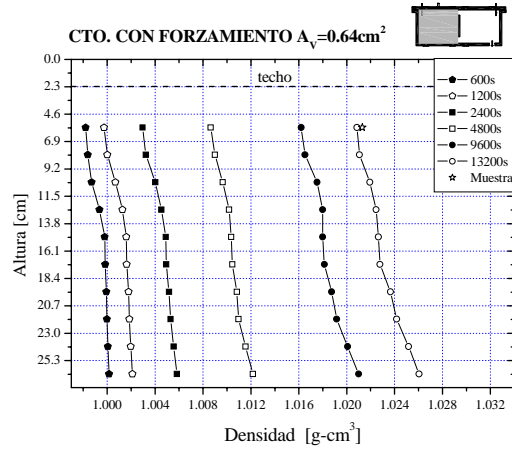
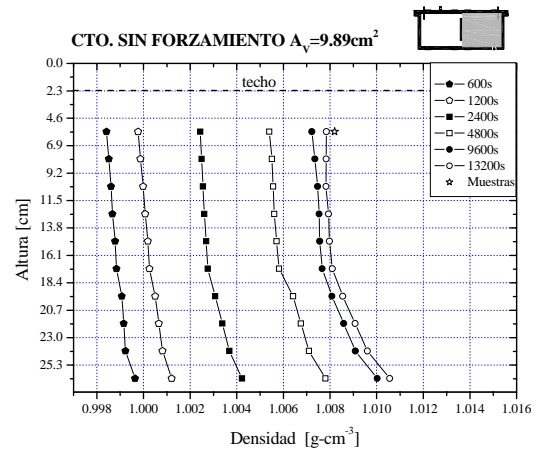
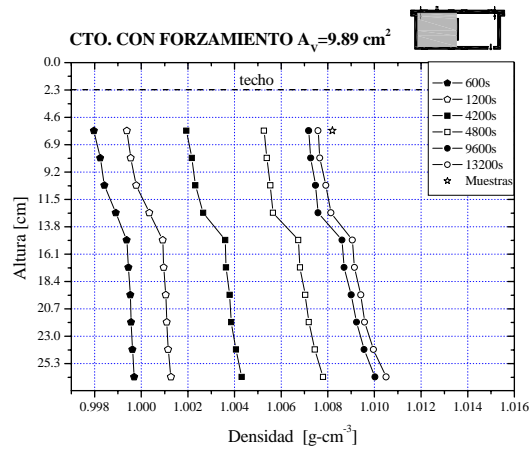


Fig. 27. Evolución de la densidad promedio ρ^* correspondiente a los tres tamaños de abertura en la configuración con dos aberturas internas (izquierda) y a los caso con una sola abertura inferior B-S y B-L (derecha).

a) TB-S



b) TB-L



c) TB-3

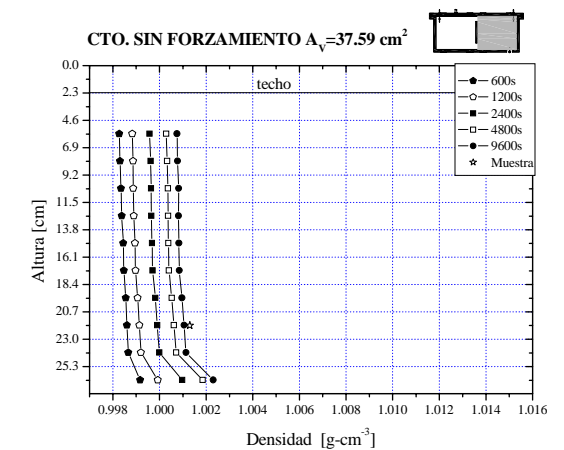
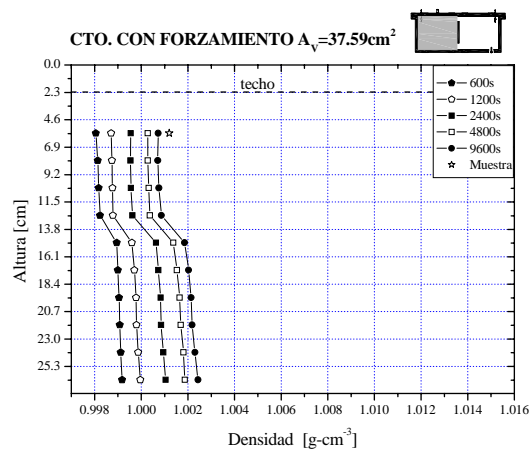


Fig. 28. Perfiles de densidad correspondientes a los casos con dos aberturas internas con la variación en el tamaño de la abertura de salida. Las estrellas representan las mediciones directas de las muestras extraídas con jeringa del fluido al interior de los cuartos.

4.2.3 Efecto del nivel de la abertura interna

El cambio en el nivel de la abertura de interconexión también repercute en la velocidad a la que incrementa la densidad promedio del fluido participante (Fig.29). La disminución en la altura de z_i implica que la longitud de la parte superior de la pared divisoria aumente. Esta porción de pared al estar adosada al techo contiene al fluido ligero del cuarto sin forzamiento y reduce el volumen participante en el que se diluye la inyección §2.3.3. A pesar de que los valores de densidad ρ_{end}^* alcanzados al final de los experimentos en la configuración con abertura interna superior son los menores y con la abertura inferior son los mayores, los tres casos se acercan asintóticamente a la densidad de la fuente $\rho_s^* = 1.034 \text{ g-cm}^{-3}$. Esta misma tendencia ocurre en los casos donde se presenta flujo bidireccional a través de la abertura de salida, sólo que el valor final de la densidad es determinado por (2.45). En las configuraciones con dos aberturas, a pesar de que no se tiene la evidencia experimental se espera que al reducir el nivel de la abertura superior a_2 se obtenga el mismo efecto de reducir el volumen participante observado en los casos con una abertura (2.43).

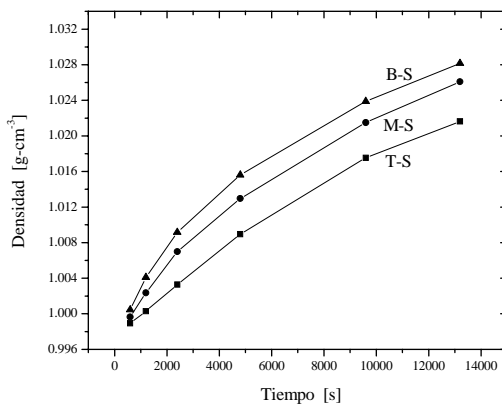


Fig. 29. Densidad promedio del volumen participante ρ_p^* en función del tiempo t^* , correspondiente a los casos B-S, M-S, y T-S.

4.2.4 Evolución de la densidad

Para los casos aquí expuestos, la evolución de la densidad depende del nivel de la abertura interior z_i , o en su defecto de z_2 , y del diámetro de la abertura exterior d_e . La evolución de la densidad al interior de los cuartos ρ es representada por el modelo del bien mezclado (2.44) y (2.45), para los casos de flujo unidireccional y bidireccional a través de la ventila exterior, respectivamente. La aplicación del modelo se sugiere tomando en cuenta los bajos niveles de estratificación mostrados en los perfiles de densidad (Figs. 25, 26 y 28).

Al analizar (2.44) y (2.45) se infiere que al aumentar el flujo volumétrico de la fuente Q_s y su densidad ρ_s , o al reducir el volumen participante V_p se reduce el tiempo de reemplazo, lo que conlleva un aumento en la velocidad a la que la densidad evoluciona.

Los valores obtenidos a partir del modelo y los medidos experimentalmente se graficaron para realizar un análisis comparativo (Fig. 30). Se observa que no existen diferencias significativas entre los valores teóricos derivados del modelo, los valores experimentales obtenidos mediante la técnica de atenuación de luz por colorante y las muestras directas extraídas al término de los experimentos. Se sugiere que la obtención de valores experimentales por arriba de los teóricos se debe al que el modelo idealizado no contempla la estratificación en ninguna dirección.

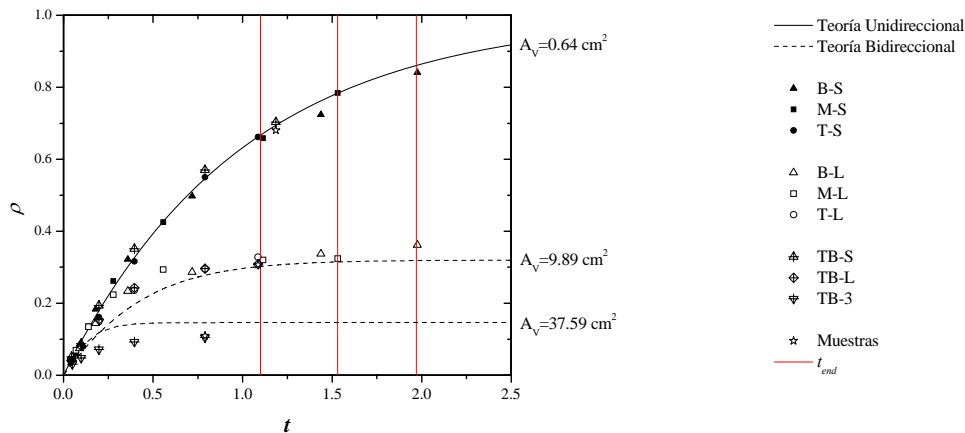


Fig. 30. Evolución teórica y experimental de la densidad adimensional ρ . La línea sólida representa la solución teórica de los casos de flujo unidireccional (2.33) y la línea entrecortada, la de los de flujo bidireccional (2.39). Los símbolos sólidos corresponden a los experimentos de flujo unidireccional; los símbolos delineados, a los de flujo bidireccional; los símbolos cruzados, a las configuraciones con dos aberturas internas; las estrellas, a las muestras directas tomadas al final de los experimentos. Las líneas verticales representan el término de los experimentos ($t_{end}^* = 13200$ s) adimensionalizado con el tiempo de reemplazo $t_{end}^* = 1.1\tau$, 1.53τ y 1.97τ correspondiente a los casos con abertura interna superior, intermedia e inferior, respectivamente.

Para los casos con abertura exterior pequeña la densidad del fluido dentro del volumen participante se aproxima de manera asintótica a la densidad de la fuente, mientras que para los casos con abertura exterior grande la densidad alcanza su valor final al transcurrir dos tiempos de reemplazo.

Al inicio se aprecia que en ambos regímenes la densidad experimental aumenta a mayor velocidad que la densidad teórica. Esto es más evidente en los caso con abertura exterior grande. Lo anterior se debe a que el modelo idealizado del bien mezclado supone pérdida de fluido denso a través de la abertura exterior desde el inicio, cuando en realidad la pérdida de fluido denso tiene un retraso asociado al proceso de llenado de caja. Sin embargo, esta diferencia disminuye en el largo plazo.

CONCLUSIONES

Esta tesis trata sobre la ventilación causada por fuerzas de flotación en un módulo de dos cuartos interconectados, en el cual la ubicación de la ventila exterior se contrapone a la de la fuente de flotación. Los efectos en la estratificación y en la evolución de la densidad al cambiar las condiciones de interconexión y el tamaño de la abertura de salida fueron analizados. El análisis se basó en la reproducción experimental de las condiciones reales bajo las cuales se acondiciona una habitación y en la elaboración de un modelo teórico. Los experimentos se efectuaron utilizando un modelo a escala de los cuartos en el que se empleó agua y salmuera como fluidos de trabajo para generar el movimiento inherente a las fuerzas de flotación. El modelo de laboratorio se dividió a la mitad en dos partes iguales para representar los dos cuartos. La interconexión entre cuartos consistió en una o dos ranuras que abarcaban todo lo largo de la pared divisoria. En los casos de dos aberturas éstas se ubicaron en los extremos superior e inferior de la pared intermedia; y en los casos se una abertura, se ubicó sucesivamente en el extremo superior, a media altura y en el extremos inferior. En las diferentes configuraciones de interconexión se cambió también el tamaño de la abertura de salida. Por conveniencia en todos los casos la fuente no ideal de flotación se ubicó en el techo del cuarto con forzamiento, mientras que la ventila exterior se colocó en el piso del cuarto sin forzamiento. Aunque esta configuración corresponde al caso en el que los cuartos son enfriados por la parte superior, también representa el caso en el que los cuartos son calentados por la parte inferior, debido a que la diferencia de densidad entre los fluidos de trabajo es pequeña y en este contexto la aproximación de Boussinesq es válida.

El estudio se dividió en dos partes. La primera parte corresponde al corto plazo, en el cual la evolución del frente de la capa densa es descrita por un modelo simplificado del llenado de caja basado en la teoría de plumas y en argumentos de conservación de volumen. Esta etapa comienza con la inyección de fluido denso que produce la pluma de flotación negativa y termina cuando todo el fluido participante ha sido arrastrado por la pluma. La segunda parte, la evolución de la densidad en el largo plazo que sucede a la etapa del llenado de caja, es descrita por medio del modelo del bien mezclado basado en conservación de masa. La validación de ambos modelos se obtuvo a partir de mediciones experimentales adquiridas mediante el uso de la técnica de luz por colorante.

Los casos con una abertura interior se identifican por la presencia del flujo bidireccional a través de la misma. El proceso de llenado de caja consta de tres etapas: el llenado del cuarto con

forzamiento hasta que el frente alcanza la altura permanente, el llenado del cuarto sin forzamiento hasta el nivel superior de la abertura interna y el llenado de la capa superior del cuarto con forzamiento. Se observó que los tiempos de llenado están en función del nivel de la abertura intermedia. El modelo propuesto de llenado de caja predice acertadamente el avance del frente, incluso en los casos extremos de una sola en abertura cuando ésta se aproxima al piso para los cuales se propuso un modelo de llenado de caja modificado.

En los casos con dos aberturas de interconexión se observa un llenado de caja cualitativamente diferente. En estos casos se establecen flujos unidireccionales opuestos a través de las aberturas internas y el llenado de los cuartos ocurre de manera simultánea. Sin embargo, a cierto tiempo el crecimiento de la capa densa del cuarto con forzamiento se detiene y se establece una estratificación de dos capas. La capa densa del cuarto sin forzamiento continúa su ascenso hasta que alcanza la abertura superior y parte del fluido denso regresa al cuarto con forzamiento. Esto provoca un mezclado adicional en la interfase y reduce el contraste de densidad entre las capas del cuarto con forzamiento. El modelo teórico propuesto por Thomas *et al.* (2008) subestima el avance de los frentes en ambos cuartos debido a que la posición de los mismos está definida a base de una *capa equivalente*.

A pesar de que estos modelos volumétricos de llenado de caja constituyen un avance significativo en el entendimiento de los flujos al interior de dos cuartos interconectados, la descripción teórica detallada de la evolución de la densidad en el corto plazo queda sin resolver, y la obtención de un modelo que describa la evolución de los perfiles de densidad en esta etapa sigue siendo un reto en este campo.

La estratificación que se forma durante el llenado de caja en los casos con dos aberturas internas y en aquellos con una sola abertura pegada al techo, consiste en una débil estratificación de dos capas en el cuarto con forzamiento y una capa bien mezclada en el cuarto sin forzamiento. En ambas configuraciones la totalidad del fluido contenido en los cuartos participa en la dinámica de mezclado. En los casos en los que la abertura intermedia está distanciada del techo, el cuarto con forzamiento contiene fluido bien mezclado, mientras que en el cuarto sin forzamiento se forma una estratificación de dos capas, con una capa superior de fluido aislado de la dinámica del mezclado y otra capa inferior de fluido denso.

El efecto de aumentar el tamaño de la ventila exterior es cambiar el régimen de flujo a través de ésta de laminar unidireccional a turbulento bidireccional y disminuir la tasa a la que la densidad

evoluciona. Otros efectos asociados al flujo bidireccional son diluir el fluido del cuarto sin forzamiento y aumentar el contraste de densidad a través de la interfase del cuarto con forzamiento. Un efecto menor en los casos en los que se forma una estratificación de dos capas en cuarto sin forzamiento, es ampliar la zona de gradiente al formarse una capa intermedia debido a la erosión de la interfase. En el corto plazo se observó que los tiempos de llenado de caja son independientes del tamaño de la abertura exterior.

En el largo plazo las estructuras de flujo y los patrones de estratificación establecidos durante la etapa del llenado de caja perduran y la densidad del fluido participante se aproxima al valor del estado permanente. La estructura del flujo interno está compuesta por la pluma turbulenta de origen, por el flujo ascendente turbulento que se origina en la abertura exterior, cuando éste se presenta, y por una o dos plumas junto con sus correspondientes intrusiones horizontales derivadas del flujo de intercambio a través de la o las aberturas interiores. La pluma de origen y el flujo ascendente de entrada son los principales promotores de mezclado, mientras que las plumas de pared transportan fluido de diferente densidad y reducen el contraste de densidad entre los cuartos.

Cuando el tamaño de las aberturas de interconexión no restringen el flujo interno ni provocan un contraste de densidad significativo entre los cuartos, es decir, cuando estos ventilan abundantemente entre sí, la evolución en el largo plazo del fluido participante depende de la altura de las aberturas interiores y del diámetro de la abertura exterior. Esto es, a medida que se eleva el nivel de la abertura intermedia y se aumenta el volumen participante o cuando se incrementa el tamaño de la abertura exterior, disminuye la velocidad a la que crece la densidad del fluido.

En los casos con abertura exterior pequeña la presión ejercida por la inyección restringe la entrada de fluido del exterior en las habitaciones por lo que la densidad del fluido al interior aumenta más rápido y se aproxima de manera asintótica en el largo plazo a la densidad de la fuente. En los casos con abertura exterior grande se establece un flujo de intercambio a través de ésta, debido a que pérdida de presión generada por la diferencia de densidad a través de la abertura exterior es mayor a la presión suministrada por la inyección. Al entrar fluido del exterior a las habitaciones, se reduce la velocidad con la que aumenta la densidad y, en contraste con el caso anterior, el flujo de intercambio permite que el estado permanente se establezca antes de que se alcance la densidad de la fuente. En este estado la pérdida de flotación a través de la abertura exterior iguala a la suministrada por la fuente.

La magnitud del flujo de intercambio está gobernada por el parámetro R , como se observa en (2.39). En un inicio la densidad al interior de las habitaciones aumenta de manera lineal debido al flujo constante de flotación suministrado por la fuente; sin embargo, cuando el fluido denso alcanza la abertura exterior hay una pérdida neta de masa a través de la misma y la densidad crece a una razón menor. La remoción de parte de fluido denso está a cargo de los efectos generados por el flujo volumétrico finito de la fuente y por el flujo de intercambio. El efecto relativo entre estos dos efectos está determinado por R . Cuando $R \gg 1$, lo que corresponde a una abertura exterior grande, a una diferencia de densidad significativa entre el suministro y el ambiente exterior y a un flujo volumétrico pequeño, el flujo de intercambio predomina. Por el otro lado, para aberturas pequeñas o suministro de flujo volumétrico grande la pérdida de masa está supeditada al flujo inducido por la presión en el inyector.

Las configuraciones estudiadas aquí complementan los casos de dos cuartos estudiados por Wong y Griffiths (2001), Tovar *et al.* (2007) y Thomas *et al.* (2008) en los que la pluma y la ventila exterior están situadas al mismo nivel. En contraste con los casos aquí estudiados, en sus configuraciones la capa densa del cuarto sin forzamiento tiene una velocidad finita adicional debido al abastecimiento de flujo volumétrico de la fuente, lo que hace que la estratificación se desplace hacia la ventila exterior. Debido a la ubicación de la ventila se elimina la posibilidad de generar un flujo de intercambio a través de la misma. En estos casos, la evolución de la densidad en el largo plazo se rige por un modelo de bien mezclado diferente el cual incluye los efectos advectivos de la inyección

La descripción del avance del frente denso en el proceso de llenado de caja, permite transmitir aún a no expertos, un conocimiento intuitivo y práctico de la relación intrínseca entre la configuración espacial de la edificación, la disposición de las aberturas y las estructuras de flujo generadas por diferencias de densidad. Por otro lado, el modelo simplificado del bien mezclado basado en la conservación de masa provee una representación acertada de la evolución de la densidad en el largo plazo de un módulo de dos cuartos interconectados, cuando la posición de la abertura exterior se contraponen a la de la fuente.

En este modelo se consideran los efectos inherentes al flujo bidireccional a través de la abertura exterior, lo cual amplía el conocimiento que se tenía sobre los flujos al interior de un sistema de cuartos, ya que los estudios previos se habían limitado a configuraciones con flujos unidireccionales. Por medio de la introducción del concepto de volumen participante en el modelo del bien mezclado se obtiene una solución generalizada para las configuraciones con aberturas internas a

diferentes niveles. Para implementar este mismo modelo a diferentes geometrías y orientaciones de aberturas exteriores sólo bastará con adaptar la relación de flujo de intercambio por medio de los distintos coeficientes de descarga.

Este modelo es útil como una herramienta para la toma de decisiones en la etapa de diseño. Por citar un ejemplo, se supone la necesidad de enfriar una configuración de dos cuartos como las presentadas en §4.1.1. El enfriamiento de estos cuartos puede ser acelerado al reducir el volumen participante al bajar el nivel de la abertura interior. Además, los cambios de aire necesarios para mantener la calidad del aire al interior pueden obtenerse al introducir aire fresco por medio del flujo de intercambio a través de la ventila exterior. La magnitud del flujo de intercambio puede ser controlada cambiando la geometría de la ventila de salida. El proceso combinado de acelerar el enfriamiento de los cuartos y la introducción de aire fresco apoyado en las fuerzas de flotación puede reducir significativamente el uso de dispositivos electromecánicos y por ende el consumo de energía de la edificación.

Además del conocimiento nuevo mencionado anteriormente derivado de esta tesis, este trabajo contribuyó a desarrollar la infraestructura necesaria para el estudio de ventilación de edificios en modelos a escala en el Laboratorio de Transferencia de Energía y Masa, CIE-UNAM. Conjuntamente, en el ámbito experimental, se pueden remarcar dos avances sustanciales en el desarrollo de la técnica experimental de atenuación de luz por colorante: el uso de múltiples pantallas y la calibración *in situ*. Al graduar la iluminación variando la distancia de las pantallas con respecto de la fuente lumínica se tiene un control más fino sobre la intensidad de luz incidente en la cámara. Al implementar una pantalla que bloqueé el paso de luz en zonas estratégicas se mejoró la uniformidad de luz de la cavidad, disminuyendo la variación de los tonos de gris de un rango de ± 3.3 a uno de ± 1.0 , con lo cual se mejoró la precisión de los valores de densidad obtenidos. Al calibrar al mismo tiempo que se desarrollan los experimentos se mejoró notablemente la exactitud de la técnica de $\pm 0.0015 \text{ g cm}^{-3}$ a $\pm 0.0001 \text{ g cm}^{-3}$.

APÉNDICE A

RECOMENDACIONES EXPERIMENTALES

Antes de los experimentos

- 1.- Evitar cualquier fuente de contaminación luminosa, para lo cual se revisa que esté bien colocada la cubierta plástica que tapa la luminaria y las pantallas y tapar cualquier abertura que permita el paso de luz del exterior hacia el laboratorio.
- 2.- Verificar que la densidad de la salmuera con la que se genera la fuente de flotación tenga el valor preestablecido ya que, a pesar de que el depósito se mantiene tapado, de un día a otro se observan variaciones en la densidad debido a evaporación.
- 3.- Mantener tapados los depósitos donde está contenida la salmuera para evitar cualquier tipo de contaminación de la solución.
- 4.- Quitar burbujas de aire dentro de la cavidad, por fuera de ella, en el tanque, y limpiar cualquier mancha que bloquee la trayectoria de la luz.
- 5.- Revisar que los difusores de papel albanene estén bien pegados a las hojas de acrílico que sirven de soporte para las pantallas.
- 6.- Nivelar la cámara, sujetar sus cables y calzar la mesa y rieles que la soportan para evitar su movimiento.
- 7.- Limpiar las incrustaciones de sal en las mangueras y el rotámetro y purgarlos para evitar obstrucciones y fluctuación en el suministro de la salmuera.
- 8.- Dejar reposar el agua del tanque ambiente por lo menos un día o utilizar agua reposada de algún depósito o cisterna para evitar la formación de burbujas durante el experimento.
- 9.- Eliminar burbujas por debajo del inyector para evitar una pluma de origen inclinada y oscilante.
- 10.- Realizar los experimentos de manera consecutiva en los días inmediatos a la calibración para conservar los parámetros constantes.
- 11.- Apretar los tapones de hule para evitar filtraciones de agua del ambiente hacia la cavidad o viceversa.
- 12.- Marcar la posición de la cavidad durante la calibración para después ubicarla y fijarla en el mismo lugar al realizar una serie completa de experimentos.

- 13.- Apretar las tuercas de nivelación lo suficiente para mantener fija la cavidad durante la serie experimental.
- 14.- Tapar las agujas de las jeringas para evitar cualquier fuga que altere el desarrollo del flujo.

Durante los experimentos.

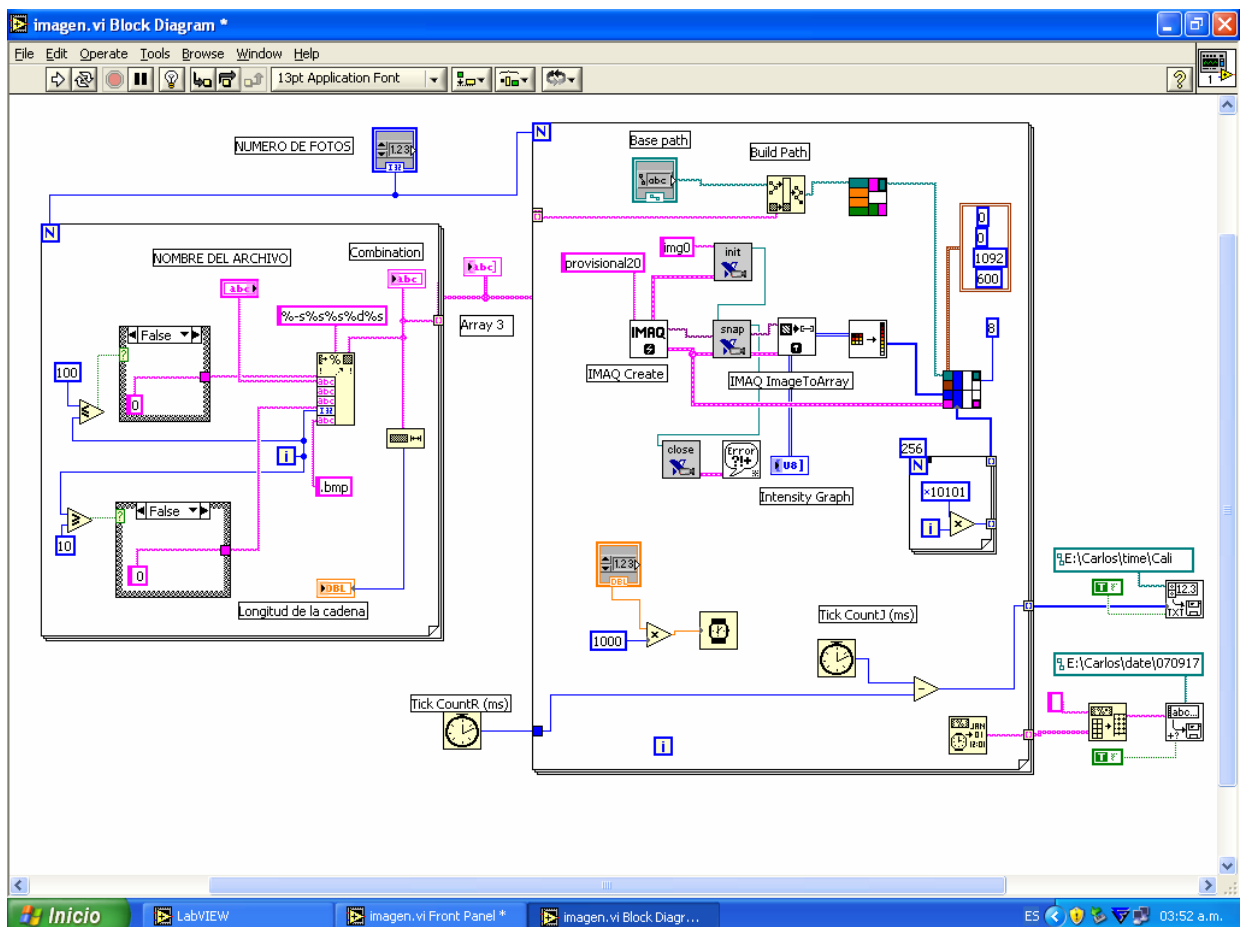
- 1.- Enjuagar el densímetro y las jeringas con las que se toman las muestras de fluido para evitar mediciones erróneas.
- 2.- Revisar que el nivel de la salmuera en el tanque elevado se mantenga constante.
- 3.- Estar atento a la presencia de filtraciones que cambien las condiciones experimentales.
- 4.- Revisar por lo menos cada 10 minutos que la lectura del medidor de flujo permanezca constante.
- 5.- Retirar cualquier burbuja de aire que se forme durante el experimento o insectos que interfirieran con el paso de luz.
- 6.- No ejecutar otra aplicación o tarea o insertar dispositivo alguno en la computadora a cargo de la adquisición, pues esto interfiere con la misma.
- 7.- Extraer las muestras de validación.

Después de los experimentos.

- 1.- Antes de detener el experimento extraer la última muestra de validación.
- 2.- Tapar el o los orificios que interconectan el modelo con el ambiente y después cerrar la válvula del rotámetro.
- 3.- Vaciar el modelo, mezclar el contenido y tomar la muestra con la que se valida la densidad promedio final.
- 4.- Vaciar ambos tanques y llenarlos nuevamente para dejarlos listos para el siguiente experimento; o en su defecto dejarlos vacíos y limpios, para evitar que se les forme sarro o que se perculan.
- 5.- Enjuagar y purgar el densímetro.
- 6.- Crear archivos de respaldo de las imágenes obtenidas.

APÉNDICE B

PROGRAMA DE ADQUISICIÓN



APÉNDICE C

Buoyancy-driven Flow in Two Interconnected Rooms: Effects of the Exterior Vent Location and Size.

R. Tovar

Centro de Investigación en Energía
Universidad Nacional Autónoma de México,
Apdo. Postal 34, Temixco Mor. 62580 México.

C. A. Campo Garrido

Centro de Investigación en Energía,
Universidad Nacional Autónoma de México,
Apdo. Postal 34, Temixco Mor. 62580 México.

P. F. Linden

Department of Mechanical and Aerospace
Engineering, University of California San Diego,
9500 Gilman Drive, La Jolla, CA 92093-0411,
USA.

L. P. Thomas

Instituto de Física Arroyo Seco, Universidad
Nacional del Centro, Pinto 399, 7000 Tandil,
Argentina

Abstract

This paper describes scale-model laboratory experiments with salt-bath simulations, on the flow and stratification in two coupled rooms connected to the exterior by a single vent. The two rooms are connected by two openings one at high-level and one at low-level in the dividing wall. One 'forced' room has a buoyancy source while the outlet vent is in the 'unforced' room and is placed in such a way that the buoyancy in the room can potentially drive an exchange flow through it. The buoyancy source is also a source of volume flux, such as cool air pumped into a room from an overhead duct in which case the outlet is on the floor of the unforced room. We consider the effect of the size of the outlet vent on the resulting stratification in the two rooms. For a small vent only unidirectional flow occurs and, since no ambient fluid enters the rooms, the buoyancy in both rooms becomes uniform and asymptotes to the buoyancy of the source. Above a critical vent size a bidirectional flow is driven through the vent by the buoyancy forces. In this case ambient fluid enters the rooms and a steady state is reached when the buoyancy flux through the outlet vent equals that of the buoyancy source. Both rooms remain stratified with two-layer weak stratification in this case, with a mean density that decreases as the size of the outlet increases. The implications for ventilation are discussed.

1 Introduction

Ventilation of a space driven by buoyancy forces associated with temperature (density) differences between the interior of the space and the exterior is known as stack-driven ventilation. For the case of a single space connected to the exterior, stack-driven ventilation can take two forms: mixing ventilation, in which the interior is at an approximately uniform temperature and displacement ventilation, when there is stratification within the space. The effects of these ventilation forms on the internal flow patterns, on ventilation efficiencies and indoor air quality can be very significant [1].

These different ventilation flow patterns can be achieved in the same space simply by changing the positions of the openings [2]. For example, openings at the top of a heated space will cause mixing ventilation, while displacement ventilation can be achieved by moving one of the openings to the lower part of the space. In many practical situations, in addition to providing a source of buoyancy, the source is also a source of volume flux. For example, an air-conditioning vent has a finite volume flux and this is removed through the return vents in the space. These return vents are often located in the ceiling so that, since the air in the space is cooler than the ambient air, flow through the return vent is, by volume conservation, only that introduced by the supply vent. The consequences of these forced flows, which in certain cases 'block' the ventilation flow have been discussed by Woods *et al.* [3].

The presence of internal walls and partitions dividing the space cause additional complications. Wong and Griffiths [4] and Lin and Linden [5] have examined the internal flow in two coupled spaces neither of which is connected to the exterior. They found that significant internal flows can be established especially if there are high-level and low-level openings connecting the spaces. For the case where a forced space with a buoyancy source was connected to an unforced space, Lin and Linden [5] also showed that the time scale for the development of the stratification in the forced space was set by the size of the unforced space.

The case of two coupled spaces connected to the exterior was considered by Tovar *et al.* [6]. They studied the flow in two interconnected rooms of similar sizes divided by an interior wall, with a finite-volume-flux negative buoyancy source located at the ceiling of one room and a vent opened at the ceiling of the other room. They showed that location of the interior openings has an effect in the efficiency of the ventilation. They observed large internal flows that were organized by the locations of the openings and found that a vertical barrier attached to the ceiling produces significant

stratification that shields the exit vent from dense fluid, thereby increasing the efficiency of the system.

In their experiments, the average density inside the two rooms initially increased linearly with time until the denser layer in the unforced room reached the exit vent at the ceiling and dense fluid flowed through that vent. Subsequently, for all cases, the density evolved asymptotically towards the source density between two limits, the upper limit called the displacement model and the lower limit called the well-mixed model. In a related paper, Flynn and Caulfield [7] have examined the possibility of ‘blocking’ natural ventilation in two coupled rooms.

In the present paper, we extend the study by Tovar *et al.* [6] to consider the effect of placing the opening in the floor of the unforced room (this is also equivalent to heating a room from the floor and having a vent in the ceiling of the unheated room). In this case the density difference across the opening is unstable and there is a possibility of generating a density-driven exchange flow through the opening. We consider the configuration with the interior openings located one at the top and the other at the bottom of the shared wall, and examine the effect of the outlet opening size on the resulting flow and stratification. We discuss the heat transport when the flow is driven through the outlet vent by both, pressure and buoyancy forces, the first due to the finite volume flux of the source and the second, due to the unstable stratification across the outlet vent.

The experiments are described in §2 and the results of the flow visualization and the stratification measurements are given in §3. A theoretical model based on a mass balance for the two-room system is described and compared with the experimental results in §4. The conclusions and the implications for ventilation efficiency are given in §5.

2 Experimental Set Up

The experiments were conducted in an acrylic tank (0.60 m wide, 0.252 m high and 0.20 m deep) divided into two equal halves by a vertical interior wall (0.012 m thick). The wall spanned the tank from front to back, and was of such a height, that two rectangular openings both 0.012 m high, one at the top and the other at the bottom of this shared wall, connected the two halves of the tank. The acrylic tank was submerged in a large water tank ($\sim 1.2^3 \text{ m}^3$) that represented the external ambient (Fig. 1). On one side of the tank – the ‘forced room’ – a negatively buoyant turbulent plume was generated by the injection of sodium chloride solution ($\rho_s = 1.034 \text{ g cm}^{-3}$) through a specially designed nozzle [8]. This plume is supplied with a buoyancy flux $B = gQ_s(\rho_s - \rho_0)/\rho_0 = 91.0 \text{ cm}^4 \text{ s}^{-3}$ and a finite volume flow rate $Q_s = 2.5 \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$. The salt solution was supplied by a constant pressure head overhead tank. A circular outlet vent was located at the bottom of the other side of the tank – the ‘unforced room’. Three different outlet sizes, 0.64, 9.89 and 37.59 cm^2 were used in different experiments. Dye was added to the salt solution to measure the density field by

means of light attenuation [9], and also to provide flow visualization. The density was also measured independently by extracting samples during the experiments and measuring them with an Anton Paar 4000 density meter. At the end of the experiments the fluid contained in the model was mixed and, with the same density meter, its density was measured. These measurements corroborated that the light attenuation technique has less than 5% error.

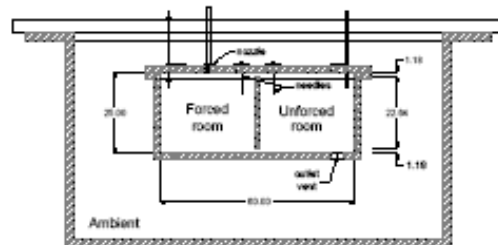


Fig. 1. Experimental setup. All units are in cm.

As the density difference between the salt solution and fresh water is small, the Boussinesq approximation is valid. Thus the system can be inverted, so that it can either represent cool air entering at the ceiling and leaving at the floor in the laboratory orientation or warm air entering at the floor and leaving at the ceiling in the inverted geometry.

Based on the analogy between the heat and mass transfer, the laboratory experiments conducted in water have dynamical similarity with the full scale ventilation flows as described in [2]. The use of analogue experiments to represent full-sized buildings has been validated by comparison with full-scale measurements [10]. Auban *et al.* [11] modeled displacement ventilation with water experiments based on a Rayleigh similarity. They obtained two relationships for natural thermal convection in air that were confirmed later with the thermal experiments of Bouzinaoui *et al.* [12]. Accordingly to Auban *et al.* [11], in order to obtain a Rayleigh similarity of two buoyancy-driven flows, it is necessary to have the same geometry, the same thermal and dynamic boundary conditions, and the same Stanton number St for both the thermal process and the hydraulic solutal experiment (Eq. 1a,b).

$$St = \frac{Nu}{Ra^{1/2} Pr^{1/2}} \quad St = \frac{Sh}{Ra_m^{1/2} Sc^{1/2}}, \quad (1a, b)$$

where the non-dimensional numbers are defined as follows: Nusselt $Nu = g'd/k\Delta T$, Rayleigh $Ra = g\delta\Delta Td^3/\nu\alpha$, Prandtl $Pr = \nu/\alpha$, Sherwood $Sh = h_w d/\alpha_s$, solutal Rayleigh $Ra_s = g(\Delta\rho/\rho_0)d^3/\nu\alpha$, and Schmidt $Sc = \nu/\alpha_s$.

Table 1 Comparison of dimensional parameters between a full scale room and the laboratory model

	g'	m	v	d_s	H	Q_s	V	ΔT	$\Delta\rho$	$\Delta\rho/\rho$	k	ν	ρ	τ
Room	(m/s)	(kg/s)	(m/s)	(m)	(m)	(m ³ /s)	(m ³)	(°C)	(kg/m ³)		(W/m K)	(cm ² /s)	(kg/m ³)	(hr)
	0.32	0.025	0.5	0.25	2.5	0.02	60	10	0.04	0.033	0.025	0.15	1.24	1
Model		(g/s)	(cm/s)	(cm)	(cm)	(cm ³ /s)	(cm ³)		(g/cm ³)			(cm ² /s)	(g/cm ³)	(hr)
	0.36	2.58	10	0.5	25	2.5	30000		0.036	0.036		0.00894	0.997	2.5

In a real room and in the scale model the buoyancy-driven internal flows are normally turbulent. Considering the supply of cold air in a room ($\Delta T \sim 10K$) through a vent of area $A_v \sim 0.05 \text{ m}^2$, at a flow rate $Q_s \sim 0.02 \text{ m}^3\text{s}^{-1}$ and with a thermal power $P \sim 2.5 \times 10^2 \text{ W}$. This flow rapidly becomes turbulent and exceeds the critical values of $Ra_c \sim 10^{10}$, $Re = v/d_s \sim 10^2$ and $Pe = v/\alpha \sim 10^2$. In our experiments, the nozzle supplies a plume with $Re_p \sim 700$ that becomes turbulent in a vertical distance of about one source diameter ($y_s \sim d_s$) where it reaches the critical value $Ra_s \sim 10^{10}$, as in Hunt and Linden [8].

For the particular air flow entering the room through an inlet vent of diameter $d \sim 0.25\text{m}$ it results a $Nu \sim 5 \times 10^3$, while for the salt water flow in the experiments the corresponding $Sh \sim 4.2 \times 10^4$. The $Pr \sim 1$ of air is too small compared with $Sc \sim 600$ of the salt water, due mainly to the small value of the diffusivity of salt in water. However, when the flow is turbulent, the transport of mass or heat is similar to that of momentum, except in the small scales. Consequently the $Sc \sim 1$ and the flow in the experiment is similar to that in the room.

Tables 1 and 2 include the main dimensional and non-dimensional parameters of the proposed full-scale rooms and the present experiments.

Table 2 Comparison of dimensionless parameters between a full scale room and laboratory model

	Pe	Ra	Re	Nu	Sh	Pr	Sc
Room	1.2×10^4	1.5×10^7	8.3×10^3	5×10^3	-	0.68	-
Model	1×10^6	5×10^7	2.8×10^4	-	4.2×10^4	-	596

3 Results

When the injection of salt solution begins, a negatively buoyant plume is formed in the forced room. At the same time, due to volume conservation, a net flow equal to the flow rate Q_s at the plume source is established through the exit vent. As the plume descends, ambient fluid is entrained so the plume density decreases with distance from the source. Once the plume impinges on the floor, denser fluid accumulates on the forced-room floor and produces a dense layer that grows towards the ceiling.

As this lower layer increases in depth, the pressure difference between both rooms increases and generates, for this opening size, unidirectional flow in both share-wall openings. The flow is from the forced room to the unforced room through the lower opening and in the opposite direction through the upper opening. The lower flow travels as a gravity current across the unforced room floor and dense fluid starts to escape through the exterior vent. As the injection continues, the lower layer in the forced room continues growing and feeding the lower layer in the unforced room. At a certain height the dense layer in the forced room stops growing, and a two-layer system is formed in the forced room with an upper layer of density ρ_0 (fresh water) and a lower layer of diluted salt solution. However, the dense layer in the unforced room continues growing and also flowing out of the lower vent.

The dense layer in the unforced room reaches the upper opening and dense fluid flows through it from the unforced room to the forced room. This dense flow mixes the upper layer in the forced room from above (Fig 2, Fig. 3a and 3b), and the two layers in the forced room evolve to single layer, similar to, but denser than the one in the unforced room. A quasi-steady state is reached, with single layers of weak stable stratification in each room, increasing monotonically with time, (Fig. 4).

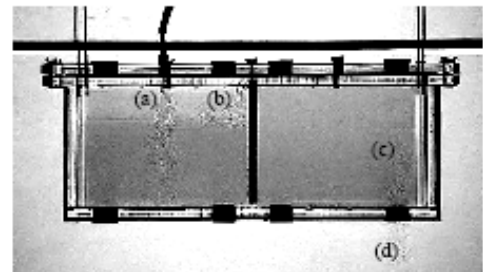


Fig. 2. Enhanced shadowgraph of the flow at $t=600\text{s}$ for the intermediate outlet vent. The three main –turbulent– flows indicated in the photograph are: (a) forced plume, (b) returning flow and (c, d) exchange flow. The high-level interior opening is not visible as the lid of the tank obstructs the view.

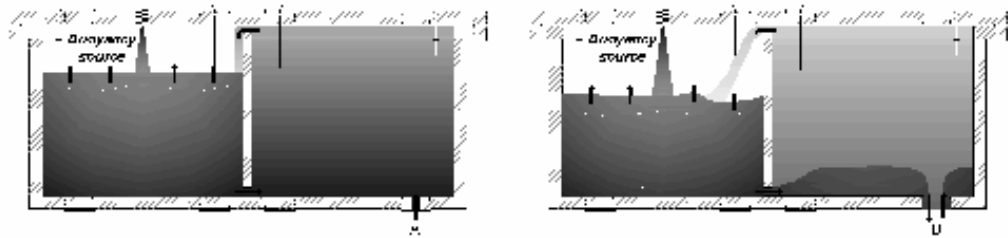


Fig. 3. Flow schematic of the experiments. (A) The smallest outlet vent has unidirectional flow to the exterior. (B) The intermediate outlet vent has an exchange flow allowing ambient fluid to enter the tank.

For the smallest outlet vent, the flow through the vent is driven by the pressure difference generated at the nozzle exit. This flow is unidirectional with flow rate Q_s (Fig. 3a). The density increases asymptotically to the source density $\rho_s = 1.034 \text{ g}\cdot\text{cm}^{-3}$. This increase in density to the source density results from the fact that no ambient fluid flows into the tank.

For the intermediate vent, the size of the opening allows a buoyancy-driven exchange flow through the outlet vent, (Fig. 2 and Fig. 3B). Thus ambient fluid enters the tank and a steady state is achieved at which the salt flux leaving through the outlet vent equals that supplied at the plume source. A two-layer stratification is maintained in the forced room while the unforced room has a more gradual stratification (Fig. 4b). The density in the lower part of the unforced room increases until it reaches the value $\rho_s \sim 1.010 \text{ g}\cdot\text{cm}^{-3}$ (Fig. 4b), such that the buoyancy flux through the lower vent equals the source buoyancy flux and a steady state is reached. In the third case with three large openings, an exchange flow is again established through each of the openings and the density increases the least toward a value $\rho_s \sim 1.002 \text{ g}\cdot\text{cm}^{-3}$ (Fig. 4c).

4 Theoretical Model

For the smallest outlet vent, a unidirectional flow is established through the vent. The pressure drop across the opening required to drive a volume flux Q_s through the opening is supplied by the source, and is larger than that produced by the dense fluid above the vent. As light ambient fluid does not enter the tank, the density approaches the source density at large times. For simplicity, we assume that both rooms have the same density ρ and are unstratified, so that mass conservation can be written as

$$V \frac{d\rho}{dt} = Q_s (\rho_s - \rho), \quad (2)$$

where V is the total volume of the tank and t is the elapsed time. The solution of (1), with the appropriate initial conditions, is

$$\frac{\rho - \rho_0}{\rho_s - \rho_0} = 1 - e^{-\frac{t}{\tau}}, \quad (3)$$

where $\tau = V/Q_s$ is the tank replenishment time. Equation (3) can be written in non-dimensional form as

$$\rho^* = 1 - e^{-t^*}, \quad (4)$$

where $\rho^* = (\rho - \rho_0)/(\rho_s - \rho_0)$, $t^* = t/\tau$.

The solution (3) has been referred as the 'well-mixed model' in Tovar *et al.* [6]. Using temperatures values rather than densities, equation (2) and its solution (4) can be derived analogously from an energy balance

$$V \frac{dT}{dt} = Q_s (T_s - T), \quad T^* = 1 - e^{-t^*} \quad (5a, b)$$

where $T^* = (T - T_0)/(T_s - T_0)$, T is the average temperature in the rooms, T_0 is the initial temperature and T_s is the source temperature.

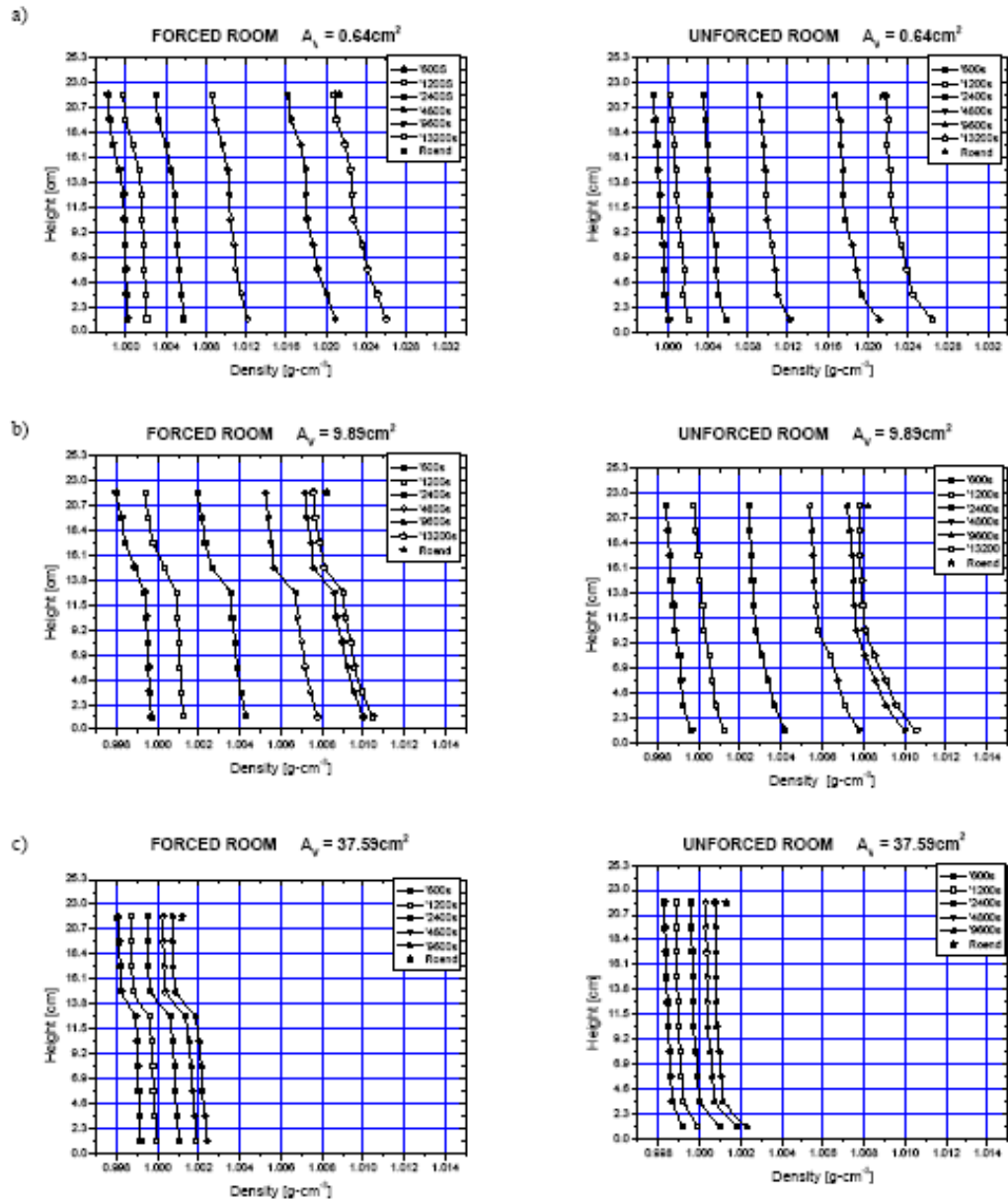


Fig. 4. Density profiles in the forced and unforced rooms for the three different exterior opening sizes. Stars represent the direct measurements of samples taken from the model.

A comparison of the experimental results with (4) for the smallest opening is shown in Fig. 5. Good agreement is observed, although the experimental values are slightly lower than the theoretical solution. We believe this discrepancy is due to weak vertical stratification in the two rooms and a small difference between the densities in the forced and unforced rooms that have been neglected in this simplified description.

When the exit vent diameter is greater than a critical diameter d_c , the pressure drop required to drive the flow Q_s becomes sufficiently small so that the pressure produced by the dense layer over the outlet vent is large enough to establish a bidirectional flow through the vent. In this case the density evolution depends on the vent location and size. The kind of bidirectional flow developed through the exit vent was observed by Arakeri et al. [13]. Varying the Rayleigh number $Ra_s = g(\Delta\rho/\rho_0)d^4/\nu\alpha$, from 10^5 to 10^8 identified four types of flow regimes: laminar half-and-half, helical, unsteady laminar and turbulent. They observed that beyond $Ra_s \sim 10^7$ the flow became turbulent. In our experiments with the intermediate opening, even at early stages, when the density difference has the value $\Delta\rho \sim 10^{-4}$, the bidirectional flow becomes turbulent.

For a non-ideal plume ($Q_s \neq 0$) conservation of mass implies that the density ρ is then given by

$$V \frac{d\rho}{dt} = (\rho_s - \rho)Q_s - FA, \quad (6)$$

where F is the buoyancy-driven mass flux through the horizontal outlet vent of area A . For a circular vent of diameter d , in a wall of thickness L ,

$$F = K \left(\frac{g}{\rho_0} \right)^{1/2} d^2 \left(\frac{\Delta\rho}{L} \right)^{3/2}, \quad (7)$$

where g is the acceleration of gravity, $\Delta\rho$ is the density difference across the vent, and K is an empirical constant that corrects for the end effects of the opening [14]. Implicit in (6) is the assumption, which is reasonable for our experiments (figure 4) that both chambers are well mixed. If there is significant stratification in the chambers this could be accounted for by the inclusion of a 'shape constant' in the definition of F dependent on the stratification profile. In dimensionless terms (6) is

$$\frac{d\rho^*}{dt^*} = 1 - \rho^* - R\rho^{*3/2}, \quad (8)$$

where

$$R = \frac{\pi K^2}{4} \left(\frac{g\Delta\rho_0}{\rho_0} \right)^{1/2} d^4 L^{-3/2} Q_s^{-1}. \quad (9)$$

The terms on the right hand side of (8) represent, respectively, the supply of dense fluid by the source, the loss of dense fluid through the vent due to the finite source volume flux and the exchange flow through the vent. The significance of the latter is governed by the parameter R .

The solution of (8) is presented in Fig. 5, together with the experimental results of the intermediate-size opening. The steady state density ρ_s is given by

$$\rho^* + R\rho^{*3/2} = 1. \quad (10)$$

Equation (10) shows that, as R increases the final value of ρ^* decreases. The time-dependent behavior, shown on figure 4, is that the dimensionless density initially increases with unit slope and then asymptotes to the final value given by (10). Thus increasing exchange flow results in a smaller steady state density difference between the space and the exterior. The solution of (10) for the intermediate opening is $\rho^* = 0.32$, in good agreement with the observed value $\rho^* = 0.31$.

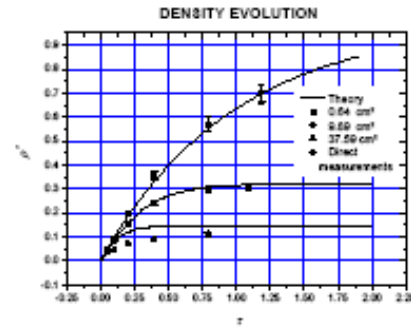


Fig. 5. Comparison of the theoretical model and the experimental results for the three opening sizes. Lines represent theoretical solutions; symbols, experimental volume-averaged densities obtained with the dye technique, and stars, the mixed-fluid final density obtained with the density meter.

5 Conclusions

The ventilation of two coupled rooms connected to the exterior by a single vent has been studied in a series of laboratory experiments. A constant buoyancy source is located in one 'forced' room and the vent is located in a second 'unforced' room. The buoyancy source is also a source of volume flow. The two rooms are connected by two openings – one at the top and the other at the bottom – of the dividing wall. The location of the exterior vent is such that buoyancy forces can drive an exchange flow through the opening. Three different exterior vent sizes were examined.

Laboratory experiments show that for the smallest opening the flow through the exterior vent is unidirectional (outwards). No ambient fluid enters the two rooms in this case and the density in these rooms approaches the source density at large times. In the transient development the stratification in the two rooms is quite different. A two-layer stratification is rapidly established in the forced room and the unforced room fills up with dense fluid as a result of flow between the interconnecting openings. Eventually dense fluid, which initially leaves the forced room through the lower opening re-enters the forced room through the upper opening. This reduces the density contrast across the interface in the forced room until a vertically mixed state is reached.

For the larger openings the buoyancy forces are sufficient to drive a two-way exchange flow through the exterior opening. Buoyant ambient fluid enters the unforced room and mixes with the dense fluid there. The depth of the mixed layer grows until it reaches the ceiling, after which it flows into the forced room and reduces the stratification in that room. In contrast to the previous case the exchange flow allows a steady state to be reached before the density of the system reaches the source density. At steady state the loss of buoyancy through the lower vent equals that added by the buoyancy source.

The relative importance of the exchange flow is governed by the parameter R . As can be seen from (8), initially the density inside the space increases at a constant rate due to the constant buoyancy flux at the source. Once dense fluid reaches the outlet, it is removed both by the flow driven by the finite volume flux of the source and also due to the exchange flow. The relative magnitude of these two effects is determined by R . When $R \gg 1$, corresponding to either a large opening, a large density difference $\Delta\rho_0$ between the supply and the outside ambient and a small source volume flux, the exchange flow is dominant. On the other hand, for small openings or large source volume fluxes the forced flow through the vent is the main mechanism for loss of mass from the space.

This flow represents, for example, a warm-air heating system where the warm air enters a room at low level and after entering an adjoining room leaves through a high level vent in that room. Although the current configuration has a horizontal opening in the roof, the results apply to the case of a high level window or vent in a vertical wall. The main

difference is that the buoyancy-driven flow is more efficient in that case [15], but qualitatively we expect the same behavior. Thus, depending on the size of the exterior opening, this will either lead to heating of the two rooms to the (uniform) temperature of the supply or to a state with stratification in both rooms with temperatures below the supply temperature.

The theoretical model based on mass conservation provides an accurate representation of both cases and can be readily modified to account for different exterior opening orientations and geometries by adjusting the exchange flux law.

Acknowledgments

This work was supported by the CONACYT project U41347-F and by a grant from the UC-MEXUS-CONACYT. G. Hernández-Cruz collaborated on the instrumentation and H. D. Cortés on image processing. We thank G. Huelz and G. Ruiz for assistance with the numerical calculations.

Nomenclature

A_v = outlet vent area
 B = buoyancy flux
 d = outlet vent diameter
 d_c = critical diameter
 d_s = source diameter
 F = buoyancy-driven mass flux
 g = acceleration of gravity
 g' = reduced gravity
 h_m = mass exchange coefficient
 H = height
 l = characteristic length
 L = thickness of the wall where the outlet vent is located
 k = thermal conductivity
 K = empirical constant
 \dot{m} = mass flux
 Nu = Nusselt number
 Pe = Peclet number
 Pr = Prandtl number
 q'' = heat flux
 Q_s = source volume flow rate
 R = empirical non-dimensional constant
 Ra_h = Rayleigh number based on height
 Ra_d = Rayleigh number based on vent diameter
 Re = Reynolds number
 Sc = Schmidt number
 Sh = Sherwood number
 St = Stanton number
 t = elapsed time
 t^* = non-dimensional time
 T = average temperature in the rooms
 T^* = non-dimensional temperature
 T_0 = initial temperature
 T_s = source temperature

V = total volume of the rooms
 y_s = transition length

Greeks symbols

α = thermal diffusivity coefficient
 α_s = mass diffusivity coefficient
 β = thermal expansion coefficient
 $\Delta\rho$ = density difference across the exit vent
 ΔT = Temperature difference
 ν = kinematic viscosity
 ρ = density of both unstratified rooms
 ρ_0 = density of fresh water
 ρ_s = density at the steady state
 ρ_s^* = source density
 ρ^* = nondimensional density
 τ = tank replenishment time

References

- [1] Bolster D. and Linden P. F., 2006, "Contaminated Emptying Filling Boxes," *J. Fluid Mech.* **591**, pp. 97-116.
- [2] Linden, P. F., 1999, "The Fluid Mechanics of Natural Ventilation," *Ann. Rev. Fluid Mech.* **31**, pp. 201-238.
- [3] Woods, A. W., Caulfield, C. P. and Phillips, J. C., 2003, "Blocked Natural Ventilation: The Effect of a Source Mass Flux," *J. Fluid Mech.* **495**, pp. 119-133.
- [4] Wong, A. B. D. and Griffiths, R. W., 2001, "Two-Basin Filling Boxes," *J. Geophys. Res.*, **106**, 26929-26941.
- [5] Lin, Y. J. and Linden, P. F., 2002, "Buoyancy-Driven Flow Between Two Chambers," *J. Fluid Mech.*, **463**, pp. 293-312.
- [6] Tovar R., Linden P. F. and Thomas L. P., 2007, "Hybrid Ventilation in Two Interconnected Rooms With a Buoyancy Source," *Solar Energy Journal* **81**, pp. 683-691.
- [7] Flynn M. R. and Caulfield C. P., 2005, "Natural Ventilation in Interconnected Chambers," *J. Fluid Mech.* **564**, pp. 139-158.
- [8] Hunt, G. R. and Linden, P. F., 2001, "Steady-State Flows in an Enclosure Ventilated by Buoyancy Forces Assisted by Wind," *J. Fluid Mech.* **435**, pp. 377-396.
- [9] Dalziel, S. B., 1993, Rayleigh-Taylor "Instability: Experiments with Image Analysis," *Dyn. Atm. Oceans*, **20**, pp. 127-153.
- [10] Lane-Serff, G. F., 1989, "Heat Flow and Air Movement in Buildings," PhD thesis, University of Cambridge, UK.
- [11] Auban O., Lemoine F., Vallette P., and Pongaine J. R., 2001, "Simulation by Solutal Convection of a Thermal Plume in a Confined Stratified Environment: Application to Displacement Ventilation," *IJHMT* **44**, pp. 4679-4691.
- [12] Bouzinaoui A., Vallette P., Lemoine F., Fointaine J. R. and Devienne R., 2005, "Experimental Study of Thermal Stratification in Ventilated Confined Spaces," *IJHMT* **48**, pp. 4121-4131.
- [13] Arakeri J. H., Avila F. E., Dada J. M., and Tovar R. O., 2000, "Convection in a Long Vertical Tube Due to Unstable Stratification – A New Type of Turbulent Flow?," *Current Sci.* **79** (6) pp. 859-866.
- [14] Cholemani M. R. and Arakeri J. H., 2005, "Experiments and a Model of Turbulent Exchange Flow in a Vertical Pipe," *International Journal of Heat and Mass Transfer* **48**, pp. 4467-4473.
- [15] Linden, P. F., Lane-Serff, G. F. and Smeed, D. A., 1990,
- [16] "Emptying Filling Boxes; the Fluid Mechanics of Natural Ventilation," *J. Fluid. Mech.* **212**, pp. 309-336.

Stack-driven ventilation in two interconnected rooms sharing a single opening and connected to the exterior by a lower vent

R. Tovar and C.A. Campo Garrido

Centro de Investigación en Energíá, Universidad Nacional Autónoma de México,
Priv. Xochicalco s/n, Centro, Temixco Mor. 62580 México

Abstract

This paper describes the transient ventilation of two interconnected rooms of similar sizes connected to the exterior by a low-level vent. The two rooms are connected by a single opening in the dividing wall. One ‘forced’ room has a negative buoyancy source located at the ceiling, similar to an overhead air-conditioning equipment with ductless distribution providing little or no fresh air. The low-level exterior vent is located in the ‘unforced’ room. The study is based on two analytical models and scale model laboratory experiments which utilize salt bath techniques and a light attenuation method. A simplified filling-box model predicts in the short term the depth of the dense layer first front until it reaches the ceiling of the forced room, and a well-mixed model predicts the long-term density evolution of the fluid until it reaches a steady value. In particular, the effects of different vertical locations of the interior opening and size of the exterior vent are analyzed. The advance of the first front depends on the location of the interior opening but is independent of the size of the exterior vent. The long-term density evolution depends on both parameters. As the interior opening is lowered, the participant volume decreases and the participant fluid density increases at a higher rate. Furthermore, increasing the size of the exterior vent causes an exchange flow to develop through that vent, which inhibits the increase of the average density by introducing ambient fluid to the rooms.

Keywords: natural ventilation, two-room ventilation

1. Introduction

The US Energy Information Administration predicts that over the next 15 years energy use will continue to rise worldwide, with the most pronounced growth in the developing world. According to Butler [1], buildings account for nearly half of worldwide energy consumption and contribute the same proportion of associated greenhouse gas emissions. Many efforts are currently under way to reduce energy consumption by incorporating low-energy strategies into new and remodeled buildings, and demonstration projects in Europe have displayed significant progress, cutting primary energy needs in houses by 80%. While this is a significant improvement, the houses still require a small amount of supplementary cooling or heating to maintain acceptable comfort levels during the hottest and coldest days of the year. Large structures present additional complexities due to high heat loads and interactions between interior zones. These factors create a need for supplementary mechanical conditioning even in low-energy buildings, and thus research on how to best design and implement these systems.

Low-energy buildings with natural or hybrid ventilation can consume as little energy as 50 kWh/m²/year, while the current average within the US and Europe is larger than 200 kWh/m²/year [1]. Research on natural ventilation and hybrid ventilation for low-energy buildings represents both challenges and opportunities. The opportunities arise only if one has the knowledge to manage the natural forces to produce the desired effect –i.e. heating or cooling– either by promoting or restricting the flow through the building openings. Thus, ventilation through windows, vents and doors can play a major role in heat transfer and in the way that indoor air quality is obtained. The main challenge for research in natural and hybrid ventilation is to develop useful knowledge that may aid in the design of low-energy buildings in order to reduce the energy demand and help preserve the environment.

The ventilation of a single room is the simplest case to consider. Linden *et al.* [2] pioneered research on how to ventilate a room naturally. In their work, they described the two main mechanisms for naturally venting a space: mixing and displacement ventilation. Research on natural ventilation in one room with different imposed conditions is described in [3-8].

Stack-driven ventilation in two interconnected rooms gives rise to many possible flows that depend, for instance, on the location and magnitude of the buoyancy sources and the number, position and size of the interior and exterior vents. Most of the studies have largely been restricted to the case where there is a heat source in one room connected to a second room that is unheated.

Wong and Griffiths [9] analyzed the case of two rooms without exterior vents, interconnected at the top of the separating barrier and with one or two negative buoyancy sources. Lin and Linden [10] studied two rooms, also not connected to the exterior, with top and bottom openings in the shared-wall. They found that the speed at which stratification developed depended on the size of the larger room. Tovar *et al.* [11] studied several configurations for two rooms, with one or two openings in the partition wall and with an exterior vent located at the ceiling of the unforced room. They observed that the large internal flows, organized by the locations and number of the dividing-wall openings, significantly changed the ventilation efficiency. Flynn and Caulfield [12] studied ventilation in two rooms with an exterior vent in each room. In the steady state, they found that the forced room was well mixed, while the unforced room developed vertical stratification. The unforced room steady state depended on the transient flow and the configuration geometry. Thomas *et al.* [13] extended the work [10] varying the location and size of the two interior openings. They used the concept of an ‘equivalent layer’ that represented a non-uniform temperature profile which provided physical insight and simplified the mathematical solution. In the papers [11-13], the effect of the external vent means that the ultimate temperature achieved within the rooms depends on the nature of the exchanges across the vent. If the vent is at the top of a room which is cooler than the environment, then the only flow that occurs through the vent is a result of the addition of a volume flux within the rooms, such as might be caused by forced-air air conditioning. On the other hand, if the room is warmer, a buoyancy-driven exchange flow can occur at a high level vent, causing qualitatively different internal conditions.

In this paper we extend the work [11] by considering a single opening in the partition wall and a low level, rather than a high level, external vent in the unforced room. Negative buoyancy is introduced into the forced room with a finite volume flux. Consequently, depending on the conditions, either a unidirectional outward flow or a buoyancy-driven exchange flow can take place through the external low level vent. The six cases listed in Table 1 in § 3.1 are analyzed varying the position of the interior opening at three different levels and using two different sizes for the area of the external vent.

In § 2, we theoretically describe the transient filling of the rooms up to the point when all the participant fluid has passed through the plume and the stratification has been established. The first front evolution is calculated from a volume balance using plume theory. Then we address the long term flow in which the average density of the participant fluid increases monotonically to a steady value. The time-varying average density is calculated with a semi-empirical model based on mass conservation. In § 3 we describe the experimental method and in § 4 the theoretical results are compared with the experimental measurements. In § 5 the conclusions are presented.

The kind of flow studied here can be found when an overhead cold air supply, such as ‘mini-split’ air-conditioning equipment or an evaporative cooling unit, with ductless distribution is installed in the forced room and operates locally, cooling the interior but providing little or no fresh air. In this case a buoyancy-driven flow of fresh air from the outside can be induced and controlled through a vent located near the floor of the unforced room, sacrificing a fraction of cooling power but providing fresh air. The interior temperature will vary between the initial room temperature and the cold source temperature. An equivalent situation arises when a heat source is placed on the floor of the forced room and a vent is opened near the ceiling of the unforced room. Then buoyancy driven fresh air will be induced from above through the vent.

2. Theoretical model

In § 2.1 we present a theory that describes the transient ‘filling box’ for a general case, with the interior opening located at an arbitrary level z_i^* and with a low-level exterior vent located in the unforced room. In § 2.2 we propose a ‘well mixed’ model to describe the quasi-stationary state in which the density of the participant fluid increases monotonically in the long term process and to address the influence of the interior opening level and the exterior vent size on this process.

2.1 Filling the two rooms interconnected by a single opening

The two-room system under study is shown in figure 1. The height of the forced and unforced rooms is H_R and their plan areas, S_f and S_u respectively, are equal. The rooms are interconnected by a rectangular interior opening of area A_i that is large enough to allow the formation of a bidirectional exchange flow (see § 2.2), avoiding a ‘blocking’ situation [14]. A nozzle, which acts as a non-ideal negative buoyancy source and additionally provides finite volume and momentum fluxes, is located at the ceiling of the left-hand side room (the forced room) and a low-level external vent of area $A_v \ll A_i$ is opened in the other room (the unforced room).

The filling box process starts with the injection through the nozzle of dense fluid, at a volume flow rate Q_s . The density of the injected fluid is $\rho_s^* = \rho_0^* + \Delta\rho_s^*$ and its reduced gravity is $g'_s = g\Delta\rho_s^*/\rho_0^*$. This fluid develops into a descending turbulent plume (with a buoyancy flux $B_s = g'_s Q_s$) inside the forced room, which initially contains homogeneous fluid of initial density ρ_0^* . Simultaneously, as the flow is incompressible, a net volume flow $Q_i = Q_s$ is established from the forced room to the unforced one through the internal opening, as well as a net volume flow $Q_e = Q_s$ from the unforced room to the ambient through the exterior vent (Fig. 1). The descending plume incorporates local initial density fluid by entrainment as it descends to the floor, as described by Morton, Taylor & Turner [15], who employed the ‘entrainment assumption’ as a closure for the plume equations. The plume volume flow Q_p and its reduced gravity $g'_p = g(\rho_p^* - \rho_0^*)/\rho_0^*$, where ρ_p^* is the plume density, are related to the source buoyancy flux B_s and to the depth z^* measured from the reference level as

$$Q_p = CB_s^{1/3} z^{*5/3}, \quad (2.1)$$

$$g'_p = \frac{1}{C} B_s^{2/3} z^{*-5/3}, \quad (2.2)$$

$$B_p = B_s = g'_p Q_p, \quad (2.3)$$

where $z^* = z_s^* + z_v^*$, then z_s^* represents the vertical distance measured from the nozzle, and z_v^* is the virtual origin correction [17]

$$z_v^* = \left(\frac{Q_s^2}{C^3 g'_s} \right)^{1/5}. \quad (2.4)$$

C is a constant that depends on the value of the experimentally determined ‘entrainment constant’ α as

$$C = \frac{6\alpha}{5} \left(\frac{9\alpha\pi^2}{10} \right)^{1/3}. \quad (2.5)$$

To simplify the analytical treatment, we shifted the reference level $z^* = 0$ to the location of the virtual origin.

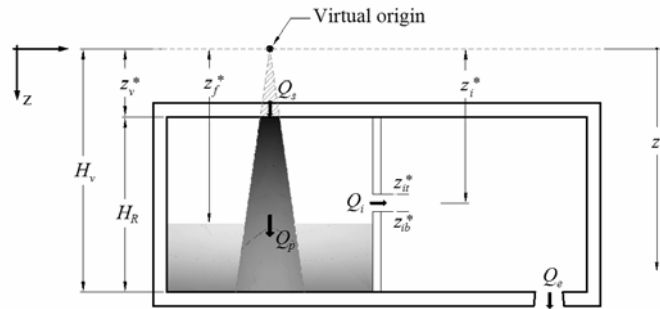


Fig. 1. Schematic side view of the two-room model at the beginning of the ‘filling box’.

2.1.1 Filling the forced room

The analysis of the evolution initiates ($t^*=0$) when the front of the descending plume reaches the floor and propagates at the bottom of the room, giving rise to a lower layer of dense fluid which is continuously fed by the plume. In this model the density and depth of the layer is assumed to depend only on z^* . In a real situation, the front of the plume impinges on the floor and spreads out as a radial gravity current until it meets the sidewalls and forms complex patterns which will gradually dissipate over time [18]. From a volume balance, the lower layer ascends at a rate given by

$$-S_f \frac{dz_f^*}{dt^*} = Q_p(z_f^*), \quad (2.6)$$

where z_f^* is the distance from the virtual origin to the dense-layer first front and t^* is the elapsed time. As the layer ascends, it develops a vertical density gradient as the lower part of the plume, immersed in the dense layer, locally recycles dense fluid and discharges it at the bottom of the room. The process of a 'new' discharged layer displacing the previous is named the 'filling box'. Substituting (2.1) in (2.6) and solving the equation, it is found [13, 16] that the dimensionless distance between the first front and the virtual origin z_f reduces with the dimensionless time t as

$$z_f = \left(1 + \frac{2}{3}t\right)^{-3/2}. \quad (2.7)$$

Vertical distances are non-dimensionalized with the floor depth H_v as $z=z^*/H_v$. Time is non-dimensionalized with the one-room filling-box time scale t_{ff}^* as $t=t^*/t_{ff}^*$. The time t_{ff}^* is the natural time scale of the filling-box stage and is defined as the time it would take a plume volume flow discharged at the bottom of the room $Q_p(H_v)$ to replace the virtual forced-room volume $H_v S_f$ as

$$t_{ff}^* = \frac{S_f H_v}{Q_p(H_v)} = \frac{S_f}{CB_s^{1/3} H_v^{2/3}} \quad (2.8)$$

We use the convention that lower case italic letters represent non-dimensional distances, times and densities, and an asterisk * is used for the dimensional ones. From (2.7), we define t_f as the time it takes the dense layer to reach a depth z_f as

$$t_f = \frac{3}{2} \left(z_f^{-2/3} - 1 \right) \quad (2.9)$$

and t_{fb} as the time it takes to reach the bottom of the interior opening z_{ib} . For times $t < t_{fb}$, the average reduced gravity of the dense layer in the forced room is given

$$g'_{avr}(z_f^*) = \frac{g}{\rho_0} \frac{1}{(H_v - z_f^*)} \int_{z_f^*}^{H_v} (\rho^* - \rho_0^*) dz^* = \frac{1}{S_f (H_v - z_f^*)} B_s t_f^*. \quad (2.10)$$

The time dependent reduced gravity of the ascending dense layer g'_{avr} , which is smaller than the reduced gravity of the plume (Fig. 2), provides the pressure to drive the flow out of the forced room, as is discussed below.

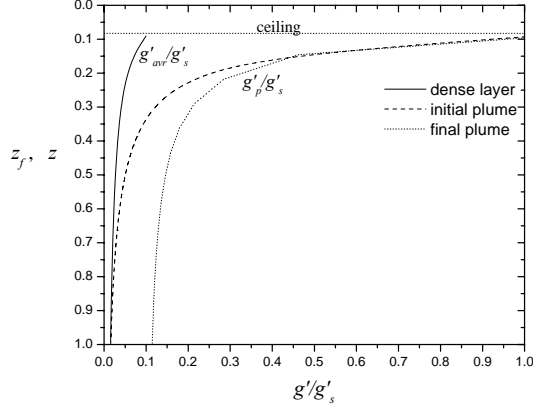


Fig. 2. Time-dependent average reduced gravity of the dense layer in the forced room $g'_{avr}(z_f)$ (solid line) and dimensionless reduced gravity of a source plume $g'_p(z)$ in an unstratified room at the beginning (dashed line) and at the end (dotted line) of the one-room 'filling box', all calculated with the experimental conditions of § 3.

2.1.2 Overflowing the forced room

Once the first front in the forced room reaches the interior opening, dense fluid begins to spill over to the unforced room at an increasing flow rate $Q_i(z_f^*) > Q_s$, with $z_f^* < z_{ib}^*$, (see Fig. 4a); the forced room dense layer continues to ascend, but now at a decreasing rate given by

$$-S_f \frac{dz_f^*}{dt^*} = Q_p(z_f^*) - Q_i(z_f^*). \quad (2.11)$$

At the same time, to balance the excess volume flow leaving the forced room, a returning flow $Q_r = Q_i - Q_e$ is established from the unforced to the forced room (Fig. 4a). At this stage, the unforced room still contains fluid of initial density ρ_0^* , hence we can consider the forced room as connected to the ambient. From equation (2.11), the forced room dense layer stops ascending and reaches a minimum depth $z_f^* = z_{fm}^*$ at the level at which $Q_p(z_{fm}^*) = Q_i(z_{fm}^*)$ (Fig. 4b). The plume volume flow $Q_p(z_{fm}^*)$ is given by (2.1) and the interior flow $Q_i(z_{fm}^*)$ can be calculated from Bernoulli's theorem as $Q_i = c\sqrt{\Delta p / \rho_0^*} A_i$, with $\Delta p / \rho_0^* = (z_{ib}^* - z_{fm}^*)g'_{avr}$ and $c \approx 0.25$ for vertical windows [2]. When (2.11) equals zero, z_{fm}^* is given by

$$CB_s^{1/3} z_{fm}^{*5/3} = c\sqrt{(z_{ib}^* - z_{fm}^*)g'_{avr}} A_i, \quad (2.12)$$

where g'_{avr} is given by (2.10). Whether the forced-room interface minimum depth is reached depends on the level of the bottom of the interior opening z_{ib}^* , its area A_i and on the magnitude of the source buoyancy-flux B_s .

After the time $t_{fm} \cong \frac{3}{2}(z_{fm}^{-2/3} - 1)$, from (2.9), when the minimum depth $z_f = z_{fm}$ has been reached and considering that $g'_{avr}(z_{fm}) < g'_p(z_{fm})$ (see Fig. 2), the forced room dense layer continues to accumulate buoyancy since $Q_i g'_{avr} < Q_p g'_p$. The rate of buoyancy accumulation is given by

$$\frac{d(S_f g'_{avr} z_f^*)}{dt} = Q_p g'_p - Q_i g'_{avr} \quad (2.13)$$

The hydrostatic pressure difference and the volume flow between the rooms will continue to increase if the dense layer maintains its level at the minimum depth while it accumulates buoyancy; however, the interface descends to a slightly lower level. After the descent, the net supply of both volume and buoyancy fluxes becomes

zero, and the dense-layer reaches a steady state depth $z_f=z_{fss}$. This implies that $Q_p g'_p = Q_i g'_{avr}$ and $g'_{avr}(z_{fss})=g'_p(z_{fss})$. From equations (2.3) $Q_p g'_p = B_s$, and from Benoulli's theorem

$$Q_i g'_{avr} = c g_{avr}'^{3/2} (z_B^* - z_{fss}^*)^{1/2} A_i \quad (2.14)$$

Substituting the left side of (2.14) with B_s and rearranging it, the steady state depth z_{fss} is reached when

$$\frac{c A_i}{H_v^2} = C^{3/2} \left(\frac{z_{fss}^5}{z_{ib} - z_{fss}} \right)^{1/2} \quad (2.15)$$

The result (2.15) shows that z_{fss} depends on z_{ib} and the ratio A_i/H_v^2 and is independent of B_s . The relation (2.15) is equivalent to those of [2, 14], their equations (2.11a) and (2.18) respectively. In the first case the solution is for steady buoyancy-driven ventilation in one room connected to the ambient by two vents, one at the top and the other at the bottom of the room. In the second case the solution is for ventilation in two rooms interconnected by two openings in the shared wall, during the same stage as our present case (overflowing the forced room). Our case could represent the limit when these two openings approach each other forming a single one. In this assumed case the flows Q_i and Q_r are separated by an infinitely thin wall (say Q_i flows through the lower half and Q_r through the upper one), so the value of the constant c (0.305 or 0.343) is slightly different than the present constant c (0.25), resulting in a different value of the equilibrium depth.

In the actual configuration the steady interface depth z_{fss} , which always rests above z_{ib} , can be located below or above the top of the opening z_{it} . When z_{fss} is below z_{it} ($z_{fss} > z_{it}$), as in Fig. 4 (a), the returning flow Q_r reincorporates into the forced room horizontally, flowing above the interface level. But if z_{fss} is above z_{it} ($z_{fss} < z_{it}$) (Fig. 4b), Q_r returns as a buoyant plume and an additional curved two-dimensional interface is formed inside the rooms, passing at approximately half the height of the interior opening. This interface separates the returning flow Q_r from the outgoing flow Q_i and indicates the location of the neutral level, where the pressure in both rooms is equal.

The minimum depth z_{fm} as well as the steady state depth z_{fss} were calculated with the experimental conditions of § 3 and plotted in Fig. 3. It is seen that when the interior opening approaches the ceiling, both z_{fm} and z_{fss} approach the bottom of the opening z_{ib} . For $0 < z_{ib} < 0.47$, z_{fss} falls somewhere inside the opening ($z_{it} < z_{fss} < z_{ib}$). Subsequently, for levels of the interior opening $0.48 < z_{ib} < 1$, the z_{fss} is above the top of the interior opening z_{it} , that is $z_{fss} < z_{it}$.

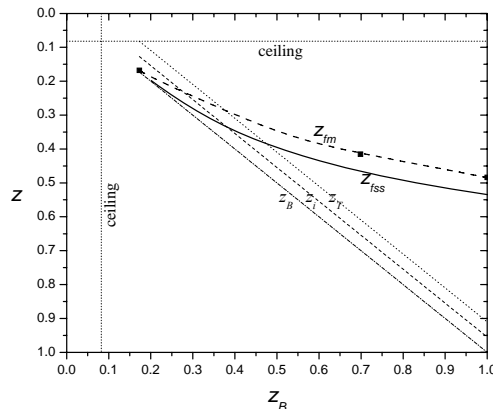


Fig. 3. Minimum depth z_{fm} (dashed line) and steady state depth z_{fss} (solid line) of the forced-room dense-layer, obtained from (2.12) and from (2.15) respectively; $z = z_{ib}$, $z = z_i$, $z = z_{it}$, (dashed-dotted lines) and the three theoretical values of this study (squares).

2.1.3 Filling the unforced room

The internal volume flow ($Q_i(z_{fss}^*) > Q_s$) of dense fluid leaving the forced room and entering the unforced one as a two dimensional descending wall-plume, produces a dense layer in the unforced room that ascends from floor to ceiling. Assuming that the descending wall plume does not entrain fluid from the local ambient and that only a fraction of the incoming dense fluid is lost through the lower vent to the exterior ambient, either as a unidirectional or bidirectional flow (see § 2.2.1), most of the incoming dense fluid is incorporated into the rising dense layer.

The ascend of the layer depends upon S_u and the volume supply of dense fluid Q_i minus the constant net volume flow $Q_e = Q_s$ escaping through the vent, as

$$-S_u \frac{dz_u^*}{dt^*} = Q_i(z_{fss}^*) - Q_e. \quad (2.16)$$

Due to the finite size of the unforced room, the growing layer eventually reaches the top of the interior opening in a time

$$t_{ut} \cong \frac{(1 - z_{it})}{(z_{fss}^{5/3} - z_{cei}^{5/3})}. \quad (2.17)$$

2.1.4 Filling the forced room upper layer

After time t_{ut} has elapsed, the unforced room dense layer stops rising because it is unable to penetrate the less dense fluid that stays trapped in the upper part of the unforced room and does not participate in the dynamics. Then dense fluid, instead of initial density fluid, flows back into the forced room at a flow rate Q_r , modifying the steady two-layer stratification formed in this room, Fig. 4 (b).

For the cases with the intermediate interior opening, and with the steady depth above the top of the opening ($z_{fss} < z_{it}$), as in Fig. 4b, dense fluid (instead of initial density fluid) feeds the previously established buoyant wall plume and enters into the forced room upper layer. The boundaries of the plume are the neutral level surface and the upper part of the interior wall. The fluid forming the plume completely displaces the forced room upper layer in a time

$$t_{fru} \cong \frac{z_{fss} - z_{cei}}{z_{fss}^{5/3} - z_{cei}^{5/3}} \quad (2.18)$$

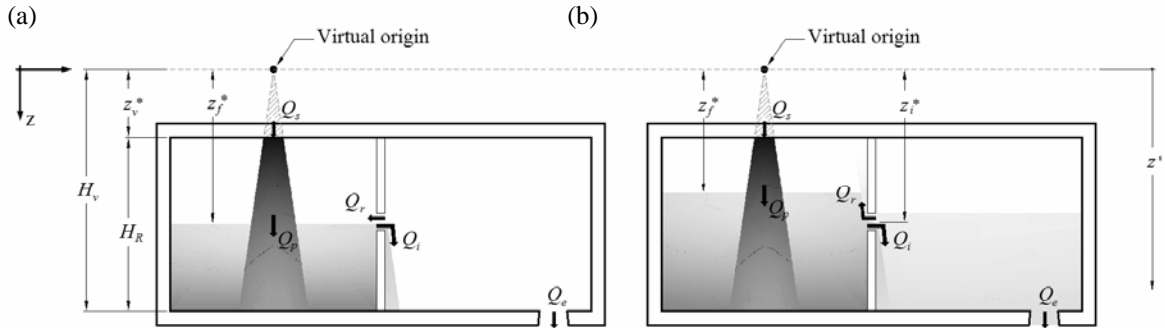


Fig. 4. Filling the two-rooms interconnected at an arbitrary level z_i . (a) Initial overflowing of the forced room and establishment of the returning flow Q_r of light fluid. (b) Returning of dense fluid at a flow rate Q_r .

For the top cases the steady depth is below the top of the opening or ceiling level ($z_{fss} > z_{cei}$) and the forced room upper layer lies in the common region, (i.e. the layer between the levels z_{fss} and z_{cei} spanning both rooms). Then, the process of filling the forced room upper layer is actually the process of filling the common region. This process begins after the time $t_{uss} \cong (1 - z_{fss})z_{fss}^{-5/3}$ when the unforced room dense layer reaches z_{fss} and proceeds as this layer continues to ascend and intrude upon the corresponding depth in the forced room. The volume of the common region is displaced in a time

$$t_{cr} \cong \frac{2(z_{fss} - z_{cei})}{(z_{fss}^{5/3} - z_{cei}^{5/3})} \quad (2.19)$$

2.1.5 Filling the rooms when the interior opening is located at the bottom

A modified ‘filling box’ model is proposed for the cases where the interior opening approaches the bottom of the shared wall. In these cases the dense layer in the unforced room reaches the top of the interior opening before the dense layer in the forced room has reached the minimum depth z_{fm} , that is $t_{ut} < t_{fm}$. In such a cases, the returning dense fluid from the unforced room, rather than flowing back to the forced room upper layer, is reincorporated into the dense lower layer of the forced room. Then, the steady depth z_{fss} will not be reached; instead a modified filling-box will develop as in a closed room with a fluid loss at the bottom of the layer as

$$-S_f \frac{dz_f^*}{dt^*} = Q_p(z_f) - Q_s. \quad (2.20)$$

2.1.6 Volume of the participant fluid

For all the cases in the present configuration (Fig 1) that have the interior opening located some distance below the ceiling ($z_{it} > z_{cei}$), a two-layer stable stratification is formed in the unforced room, with a non-participant upper layer of initial density fluid located above the top of the interior opening and a lower layer of dense fluid located below (Fig 2 b). The participant volume V_p , for rooms of equal sizes is given by (2.21) where V_T is the total volume of the rooms.

$$V_p = V_T \left(1 - \frac{z_{it}^* - z_v^*}{2H_R} \right). \quad (2.21)$$

2.1.7 End of the filling box

The end of the filling box occurs at the time $t_{cei} = t_{fm} + t_{ut} + t_{fru}$ when the dense layer reaches the ceiling of the forced room. At this time all the fluid contained in the participant volume has been entrained by the source plume and changed its density from the initial value. As the evolution of the first front depends on z_i , so the time t_{cei} also depends on it. The time t_{cei}^* is on the same order as the forced room filling box time t_{ff}^* , both of which are significantly shorter than the replenishment time $t_{pr}^* = V_p/Q_s$, which is defined as the time to flux the participant volume V_p by the finite source of volume flow Q_s . After t_{cei}^* has elapsed, the participant dense fluid is re-entrained by the source plume and a quasi-stationary state begins in which the density of the participant fluid as well as that of the plume increase monotonically in a long term process governed by the time scale t_{pr}^* . The internal flows, driven mainly by buoyancy-forces, produce a global recirculation that promotes mixing and tends to homogenize the participant fluid density.

2.2 The well-mixed model

The well mixed model assumes that the average density of the participant fluid is homogenous. This assumption makes it possible to use a mass balance to analyze the long term density evolution of the participant

fluid. In order to justify the use of the well-mixed model, it is necessary to have significant bidirectional flow through the internal opening. In the present study it is considered that this bidirectional flow is always guaranteed. This implies that a returning flow $Q_r=Q_i-Q_s$ must exist and be significant, so $Q_i>Q_s$ must be satisfied even in the ‘worst case’ configuration, the top opening case. That is,

$$z_{ib(T)}^* > \left(\frac{Q_s}{CB^{1/3}} \right)^{3/5} \quad (2.22)$$

To obtain (2.22) in the top opening case we use Eq. (2.1) and consider that the interface depth is close to the bottom of the opening ($z_{fss} \approx z_{ib(T)}$), as shown in the top case of Fig. 3. The result (2.22) also means that the pressure difference to drive the volume flow Q_s through the interior opening must be much smaller than the pressure to drive the volume flow $Q_i=Q_p(z_{fss})$. Considering that (2.22) is satisfied, it can be assumed that the forced room ventilates through the unforced room and that the density of the participant fluid becomes approximately well-mixed.

2.2.1 Mean density evolution

Experimentally we have seen that dense fluid escapes to the ambient through the low level vent in two possible regimes. Below a critical vent diameter size, of ~ 0.02 m in our experiments, the flow is unidirectional, while above that critical value the flow becomes bidirectional. In the bidirectional case, when the Rayleigh number (based on vent diameter and density gradient across the vent) is $Ra_d > 10^8$ the flow becomes turbulent [19]. For example, in the laboratory a density gradient of 0.001 g-cm^{-4} produced with brine and fresh water will generate the turbulent flow in the horizontal opening of ~ 0.02 m in diameter. In a room, the pressure difference caused by a temperature difference of 5° C m between the interior and exterior will drive a turbulent flow through a horizontal vent of ~ 0.05 m in diameter located in a wall 0.15 m thick.

Assuming first that the flow through the exterior vent is unidirectional, we can model the evolution of the participant-fluid mean density with the *well mixed model* [12, 17]. Thereby, in the long term, the average density of the participant fluid ρ^* asymptotes to the source density, as governed by the mass balance

$$V_P \frac{d\rho^*}{dt^*} = Q_s (\rho_s^* - \rho^*) \quad (2.23)$$

Writing (2.23) in dimensionless form gives

$$\frac{d\rho}{dt_1} = 1 - \rho \quad (2.24)$$

where time is non-dimensionalized with the long term time scale t_{pr}^* as $t_1 = t^*/t_{pr}^*$ and density as $\rho = (\rho^* - \rho_0^*)/(\rho_s^* - \rho_0^*)$. With suitable initial conditions, given in § 2.1, the solution of (2.24) is

$$\rho = 1 - e^{-t_1} \quad (2.25)$$

For the cases with a large exterior vent, we include in (2.23) an additional term that represents the loss of mass due to the exchange flow

$$V_P \frac{d\rho^*}{dt^*} = Q_s (\rho_s^* - \rho^*) - FA_V, \quad (2.26)$$

where F is the buoyancy-driven mass flux through the exterior vent obtained by Cholemani & Arakeri (2005) as

$$F = K \left(\frac{g}{\rho_0^*} \right)^{1/2} d_e^2 \left(\frac{\Delta\rho^*}{L} \right)^{3/2}, \quad (2.27)$$

K is an empirical constant that corrects the end effects of the vent, L is the wall thickness; d_e the diameter of the exterior vent; $\Delta\rho^*$ the density difference across the vent. In its non-dimensional form, (2.26) is expressed as

$$\frac{d\rho}{dt_1} = 1 - \rho - R\rho^{3/2}. \quad (2.28)$$

The parameter R , defined by (2.29), governs the significance of the exchange flow through the exterior vent as discussed in [20].

$$R = \frac{\pi K}{4} \left(\frac{g\Delta\rho_0^*}{\rho_0^*} \right)^{1/2} d_e^4 L^{-3/2} Q_s^{-1} \quad (2.29)$$

The steady state density of the participant fluid is given by

$$\rho + R\rho^{3/2} = 1 \quad (2.30)$$

The solutions of both simplified theoretical models developed in this section are present in § 4 together with the experimental results.

3. Experimental method

Salt bath simulations were employed to run experiments in a reduced scale model that had dynamical similarity with full scale rooms [3, 20]. The experimental model consisted of a transparent acrylic tank 0.600 m long, 0.200 m wide and 0.253 m high, with an interior wall (0.012 m thick) in the middle of the tank. In this wall there was a rectangular opening 0.025 m high that spanned the width of the tank. Experiments were run successively changing the vertical location of the interior opening: first at the top of the interior wall, then at 0.145 m from the ceiling and finally at the bottom of the wall. To represent the exterior vent, two circular openings of diameters 0.009 m and 0.035 m were opened consecutively at the floor (0.018 m thick) of the unforced room. The six cases studied here are presented Table 1. The laboratory model was immersed in a large acrylic tank ($\sim 1.2^3 \text{ m}^3$) filled with tap water ($\rho_0^* = 0.9973 \text{ g cm}^{-3}$) that represented the external ambient. To simulate a negatively turbulent buoyant plume, salt water ($\rho_s^* = 1.034 \text{ g cm}^{-3}$) was injected from the ceiling of the forced room at a flow rate $Q_s = 2.5 \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$ through a specially designed nozzle which provides a turbulent plume with a low source of momentum [4].

Case	Interior Opening i			Exterior Vent e			Participant Volume V_p/V_T
	location	z_i^* [cm]	$z_i = z_i^*/H_v$	Size	d_e [cm]	A_e [cm ²]	
T-S	Top	3.5	0.13	Small	0.9	0.64	1.00
T-L	Top	3.5	0.13	Large	3.55	9.89	1.00
M-S	Intermediate	18.0	0.65	Small	0.9	0.64	0.71
M-L	Intermediate	18.0	0.65	Large	3.55	9.89	0.71
B-S	Bottom	26.3	0.95	Small	0.9	0.64	0.55
B-L	Bottom	26.3	0.95	Large	3.55	9.89	0.55

Table 1. Six experimental cases, obtained by varying the distance of the interior opening z_i from the virtual origin and the diameter of the low level vent d_e .

A panel with four cylindrical lamps was located behind the model to provide a homogeneous lighting background for visualization and density measurements. Dye was added to the salt water as a passive tracer to visualize the flow and to determine field density by means of the light attenuation method described in [21]. As the dye concentration is associated with the salt concentration (or density) and the light intensity averaged along the light path decreases with dye concentration, we were able to find a relationship for density as a function of light intensity by means of an *in situ* calibration. To calibrate the dye technique, samples were extracted during the experimental runs and measured with an Anton Paar 4000 density meter with a resolution of $\pm 10^{-4}$ g cm⁻³. Digital images of the model of $\sim 1000 \times 400$ pixels were obtained with a Basler 102K camera connected to a NI-PCI 1428 acquisition board installed in a personal computer. The acquisition of images was controlled by a program specially designed with LabView software. Seventy four photographs of each experiment were taken, more frequently at the beginning than at the end. Selected frames were processed using the programs DigiFlow to correct the variations in the intensity of the back-illumination and ImageJ to make the statistical analysis. For each room and configuration, six vertical density profiles of eleven points each were obtained from six corresponding photographs selected at increasing time intervals over the course of three hours and forty minutes. The points were separated from one another by 0.023 m, and they represented the average density of horizontal layers with a front area of 100×10 pixels. The volume average density obtained by these means was compared with direct measurements at the end of the experiments to validate the method, which proved that the experimental errors were less than 3% of the initial density difference $\Delta\rho_0^* = \rho_s^* - \rho_0^*$.

4. Results

In § 4.1 we present the experimental observations and measurements of the filling box process and compare them with the relations of § 2.1. In § 4.2 we describe the long term experimental observations and measurements of the density evolutions during the quasi-stationary state and compare them with the ‘well mixed’ model proposed in § 2.2. Also in § 4.2 we address the effects of changing the level of the interior opening and the size of the exterior vent.

4.1 Experimental observations and measurements of the filling box

4.1.1 Filling the rooms connected at the top

The filling box begins with the injection of the source plume in the forced room that feeds a rising dense layer. To track z_f experimentally, we observed the location of the highest pixel on the photographs that changed from its initial value. In the calculations we used the constant $\alpha=0.117$ as the best fit to our experiments [22], giving $C=0.142$ (2.5), $z_v^*=2.27$ cm (2.4) and $t_{ff}^*=101.5$ s (2.8).

The ascent of the dense layer in the forced room closely follows the progress predicted by (2.7) up to the point when the interface reaches the bottom of the interior opening at $t_{fB} \approx 3.5$, Fig. 5 (a). After t_{fB} , dense fluid begins to overflow into the unforced room, and the first front continues to ascend but at a lower rate than that predicted by (2.7) until it reaches a minimum depth $z_{fm} \approx 0.14$ at the time $t_{fm} \approx 6$. Then, the front descends to the steady depth $z_{ss} \approx 0.15$ at $t_{fss} \approx 12$, Fig. 5 (b).

The experimental measurements of z_{fm} and z_{fss} are slightly different than those obtained from equations (2.12) and (2.15) which predict $z_{fm}=0.167$ and $z_{fss}=0.168$. The differences are associated with the effects of the density decrease in the upper part of the dense layer (a feature of the filling box stratification), the viscous forces affecting the leaving flow Q_i and the sharpness of its velocity profile. These effects, not considered in the simplified model, decrease the depth of the experimental interface and increase the thickness of the interior flow Q_i . The differences between the experimental and theoretical values of t_{fm} , shown in Table 2, are attributable to an additional deceleration of the interface after it reaches the bottom of the interior opening, which is not considered in Eq. (2.9).

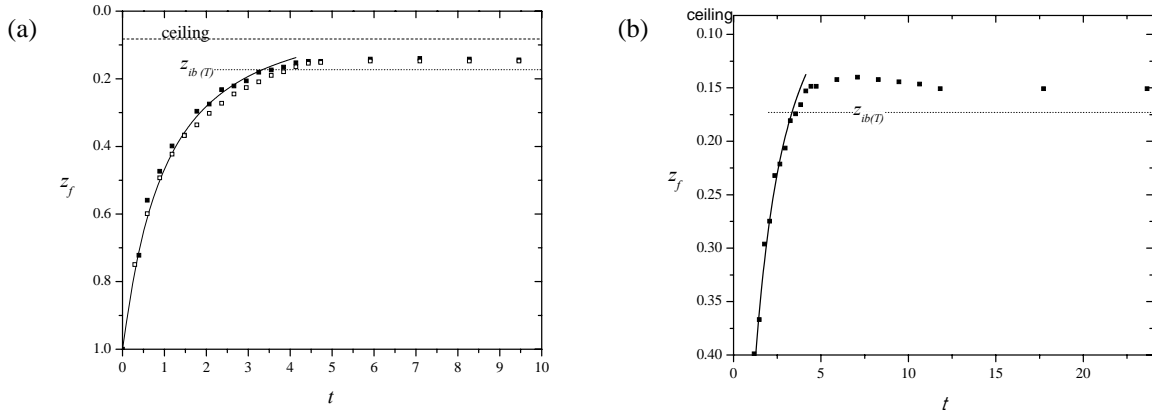


Fig. 5 (a) Evolution of the interface depth z_f in the forced room calculated with (2.7) (solid line) and experimental measurements for the cases T-S (solid symbols) and T-L (open symbols). (b) The overshoot of the dense layer for the T-S case.

The dense layer in the unforced room ascends and reaches the depth z_{fss} in a time t_{ufss} . Then, the common region is filled in a time t_{cf} as dense fluid from the unforced room intrudes horizontally above the forced room dense layer and is re-entrained by the source plume. Fig. 6 (a) shows the transient three layer stratification at the top of the forced room caused by the intrusion of the returning fluid. We observe the longest filling box time, $t_{cei} \approx 24$, in the present case as the participant volume is the largest. The stages of the filling box are well predicted by the theory presented in § 2.1, as shown in Table 2

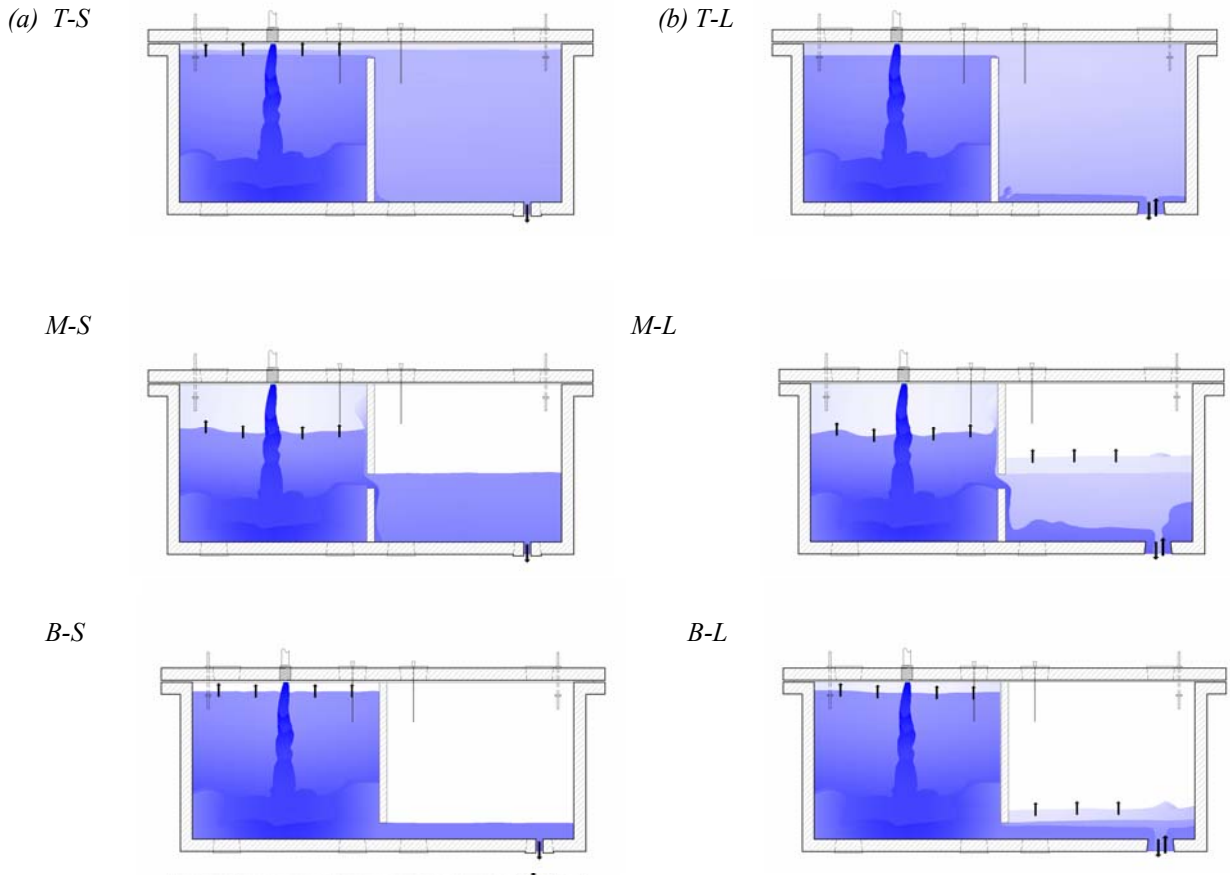


Fig. 6 Illustrations for the small (left) and large exterior vent cases (right) that develop unidirectional laminar and bidirectional turbulent flows respectively that correspond to the end of the filling box.

4.1.2 Filling the rooms connected at middle level

In the intermediate cases, the dense layer in the forced room reaches the bottom of the interior opening at time $t_{fb} \approx 0.3$ and continues to ascend as dense fluid simultaneously overflows into the unforced room, creating an ascending dense layer there. A return flow Q_r of initial density fluid is generated and both dense layers continue to rise. The dense layer in the forced room reaches the steady depth $z_{fss} \approx 0.38$ at time $t_{fss} \approx 2.0$ (Fig. 6), which is under estimated by (2.9) for both intermediate cases, though the depth is slightly overestimated ($z_{fss} \approx 0.41$ calculated with (2.15)) for the same reasons as described in the top cases. After t_{fss} , the interface depth in the forced room separates from the prediction (2.7), remaining at depth z_{fss} until the dense layer in the unforced room reaches the top of the interior opening.

The dense layer in the unforced room, which initiates at the time $t \approx 1.0$, ascends to the top of the interior opening in a time $t_{ur} \approx 2.8$, which is larger than that predicted by Eq. (2.17) as $t_{ur} \approx 2.0$. Then, the return flow, now composed of dense fluid, begins to fill the upper layer in the forced room causing the pronounced ascent of the forced room interface at $t \approx 3.6$, as seen in Fig. 7. The experimental time $t_{fru} \approx 2.2$ to fill the upper part of the forced room is similar than the theoretical one $t_{fru} \approx 1.5$. Finally, the theoretical time $t_{cei} = t_{fm} + t_{ur} + t_{fru} \approx 4.8$ (see Table 2). we see that the experimental filling box time $t_{cei} \approx 6.0$ agrees reasonably well with

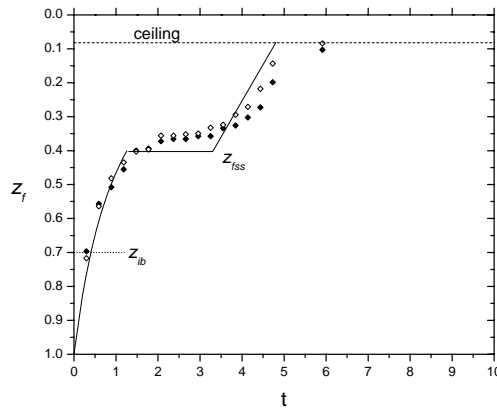


Fig. 7. Evolution of the first front in the forced room (solid line) and experimental measurements (symbols), for the intermediate cases. Solid and open symbols correspond to cases M-S and M-L with small and large exterior vents respectively.

4.1.3 Filling the rooms connected at the bottom

In the bottom cases the source plume impinges upon the floor, creating a transient ‘slumping’ phase in which the dense layer quickly ascends past the top of the interior opening. The volume flow discharged by the source plume is of such a magnitude $Q_p(H_v)$ that the interior opening restricts the dense fluid from forming a single layer spanning the bottom of both rooms. Instead, most of the volume flow $Q_p(z_v)$ recirculates locally in the forced room while a volume flow (Q_i) enters the unforced room as a two dimensional gravity current, forming a dense layer there. The returning flow composed of initial density fluid, initiate near the beginning of the experiments.

As the dense layer in the forced room approaches the steady depth z_{fss} , the dense layer in the unforced room approaches and reaches the top of the opening z_{it} . At this time, the return flow is composed of dense fluid which incorporates into the forced room dense layer. As stated in § 2.1.5 the steady state depth z_{fss} never occurs, and the modified filling-box process develops as described by (2.20) and as seen in Fig. 8.

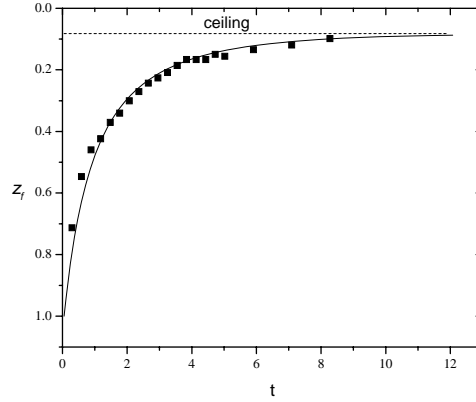


Fig. 7. Ascent of the first front up to the ceiling for the B-S case. Numerical solution of Eq. (2.20) (solid line) and experimental measurements (symbols). Experimental errors are of the same magnitude as the size of the symbols.

4.1.4 End of the filling box

For all the cases, the filling box (or the ‘short term’) finishes at time t_{cei} when the first front reaches the ceiling of the forced room. At this time the density of the participant fluid has changed from its initial value, as it has been entrained by the source plume. This means that the dynamic and contaminant effects of the plume have spread throughout the participant volume. The time of this period increases from the medium case ($t_{cei} \approx 6.0$), to the bottom ($t_{cei} \approx 10.8$) and top cases ($t_{cei} \approx 24.3$ and 24.8) (see Table 2).

Table 2 summarizes the theoretical and experimental results of the filling box stage. The results confirm that the first front evolution is independent of the exterior vent size, due to the fact that the net volume flow through the exterior vent is the same regardless of size. The only effect of increasing the exterior vent size is to dilute the participant fluid, observed when we analyze the long term mean density evolution.

Dimensionless times of the filling box stages										
Case	t_{fb}		t_{fm}, t_{fss}		t_{ub}, t_{ufss}		t_{frw}, t_{cr}		t_{cei}	
	Eq. (2.9)	Exp	Eq (2.9)	Exp	Eq (2.17)	Exp	Eqs.(2.18) (2.19)	Exp	theory	Exp
T-S	3.3	3.4	3.5	6.0	18.0	17.9	5.5	3.0	27.0	24.3
T-L	3.3	3.9	3.5	6.0	18.0	17.9	5.5	3.0	27.0	24.8
M-S	0.4	0.3	1.3	2.0	2.0	2.8	1.5	2.2	4.8	6.0
M-L	0.4	0.3	1.3	2.0	2.0	2.8	1.5	2.2	4.8	6.0
B-S	0	0.1	1.0	—	3.5	0.6	1.4	3.2	12.0	10.8
B-L	0	0.1	1.0	—	3.5	0.5	1.4	2.1	12.0	10.8

Table 2. Theoretical and experimental times of the filling box stages for all cases.

4.2 The quasi-stationary state

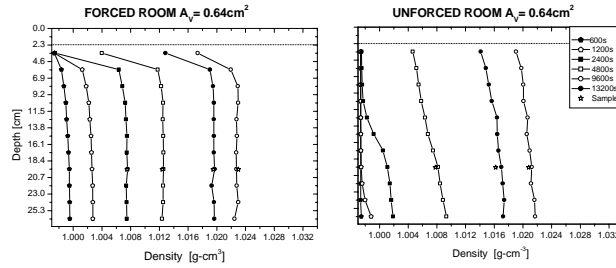
The quasi-stationary state begins after time t_{cei} , when all the participant fluid has been entrained by the source plume. The buoyancy-driven internal flows are most vigorous at the beginning of the quasi-stationary state. As time passes the density contrast between the source plume and the participant fluid diminishes, while the density contrast between the participant fluid and the ambient fluid increases. So, the buoyancy flux from the source decreases while the buoyancy flux to the exterior increases. Then, the net supply of buoyancy to the rooms decreases with time. Despite these changes, the internal flow structures and stratifications established during the filling box stage remain until the end of the experiments, as displayed by the autosimilar density profiles (Figs. 9 and 10.)

4.2.1 Long term experimental observations and density field measurements

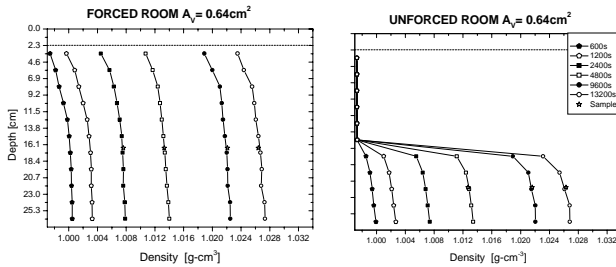
For the top cases during the long term (Figs. 6a and 6d), the flow pattern is characterized by a descending wall plume and a horizontal returning intrusion. A two-layer stable stratification is present in the forced room and an approximately well mixed layer remains in the unforced room as established in the filling-box stage. The density profiles of the T-S and T-L cases increase monotonically with time and reach mean densities $\rho_{end}^* \approx 1.022$ and 1.009 g/cm^3 respectively at the end of the experiments (Figs. 9,10). The T-L case presents the largest density difference between the forced and unforced room. This difference is a result of the height of the interior wall that ‘shields’ the forced room from the bidirectional flow developed at the exterior vent of the other room. This difference represents about 10 % of $\Delta\rho_0$.

For the intermediate cases (Figs. 6b, 6e), the exchange flow through the internal opening is stronger than that of the top cases and is associated with a descending plume into the unforced room and a returning ascending plume into the forced room. A single approximately well-mixed layer exists in the forced room, and a two-layer stratification subsist in the unforced room, as described in § 2.1.6. This stratification is very defined evident in the T-S case but not in the T-L case as the incoming ambient fluid erodes the interface. As in the top cases, the exchange flow through the large exterior vent decreases the density of the participant fluid. The densities of the participant fluid for the M-S and M-L cases increase with time to $\rho_{end}^* \sim 1.026$ and 1.010 g/cm^3 respectively.

(a) T-S



(b) T-S



(c) T-S

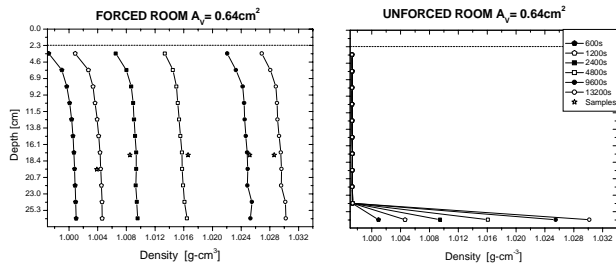
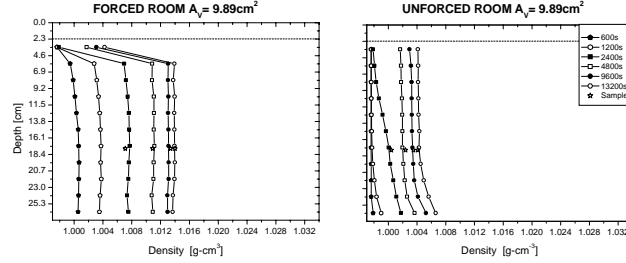


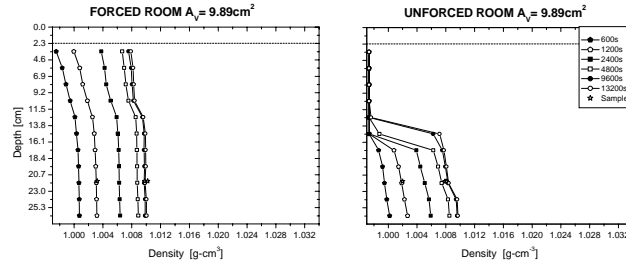
Fig. 9. Density profiles for the small exterior vent cases (Cases T-S, M-S and B-S). Graphs on the left correspond to the densities in the forced room and graphs on the right to the unforced room. Corresponding times are in the top right boxes on the graphs. Stars represent direct measurements.

For the bottom cases (Figs. 6c, 6f) we observe the exchange flow through the interior opening as strong as in the medium case, and thus a very homogeneous participant fluid. The exchange flow is associated with a horizontal intrusion into the unforced room and a returning ascending plume into the forced room. As the participant volume is the smallest for the bottom cases, the densities increase at a higher rate than the top and middle cases and reach the highest end values, $\rho_{end}^* \sim 1.028$ and 1.011 g/cm^3 respectively for the B-S and B-L cases (Figs. 9c, 10c).

(a) T-L



(b) M-L



(c) (B-L)

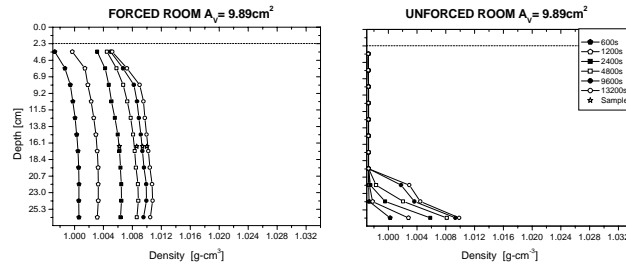


Fig. 10. Density profiles in the forced and unforced room for cases with the large exterior vent (Cases T-L, M-L and B-L). Graphs on the left correspond to the densities in the forced room and graphs on the right to the unforced room. Corresponding times are in the top right boxes on the graphs. Stars represent direct measurements.

4.2.2 Long-term average density evolution

For the range of cases analyzed in the present study, the long term average density evolution depends on the level of the interior opening z_i and the diameter of the exterior vent d_e .

Fig. 10 (a) presents the participant fluid average density ρ^* for the small exterior vent cases to illustrate the effects of changing z_i . As z_i increases, the participant volume decreases (2.21), so ρ^* increases at a higher rate; even though in the plot it seems that the bottom case reaches the highest value of ρ^* and the top case the lowest, the three cases will asymptotically approach the source density $\rho_s^* = 1.034 \text{ g}\cdot\text{cm}^{-3}$. And the same trend occurs in the large exterior vent cases but to a fixed value determined by (2.23).

Fig. 10 (b) presents ρ^* for the B-S and B-L cases to illustrate the effects of changing d_e . As d_e is reduced, ρ^* increases at a higher rate and the end density ρ_{end}^* reaches a higher value. The main effect of decreasing the size of the low level vent is to change the flow regime through the vent from turbulent bidirectional to laminar unidirectional, as discussed in Tovar *et al.* (2008) and observed in the flow visualization. In the case of the small exterior vent, the flow is unidirectional, so $Q_e=Q_s$. This flow is driven by the pressure exerted at the exit of the nozzle. As ambient fluid does not enter the rooms the density of the participant fluid In the case of the large exterior vent, a turbulent bidirectional exchange flow takes place. Since ambient fluid enters the rooms, density increases at a lower rate given by (2.26), eventually reaching a steady state density value between that of the source and the ambient. This steady state density value is given by (2.30) as $\rho_{ss}=0.32$ ($\rho_{ss}^*=1.009$ g-cm⁻³). The tendencies of ρ^* and ρ_{end}^* observed in the bottom case were also observed for the top and middle cases.

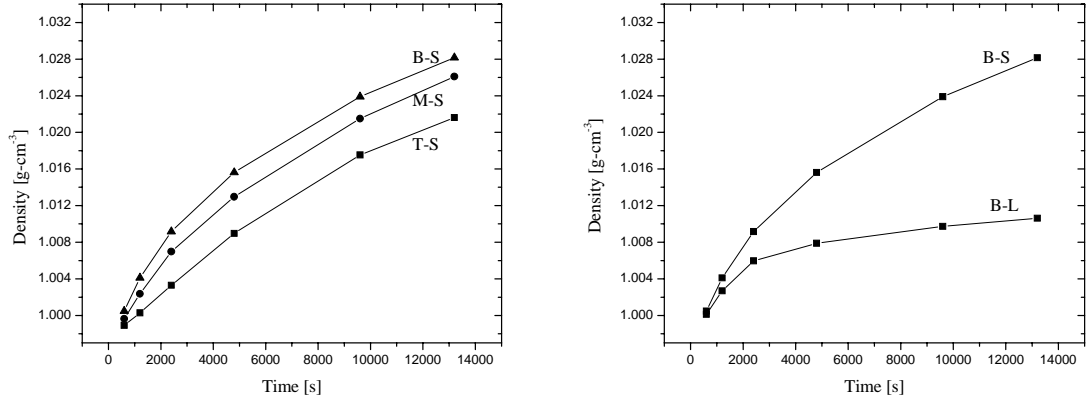


Fig. 10. (a) Average density of the participant fluid ρ_p^* as a function of time t^* , for cases B-S, M-S, and T-S. (b) Evolution of the average density ρ^* for the cases B-S and B-L.

Fig. 11 presents the experimental evolution of the non dimensional density ρ for all six cases along with the predictions of the well mixed model. It is shown that the evolution of ρ for the small and large vent cases are well represented by the unidirectional (Eq. 2.23) and the bidirectional (Eq. 2.26) well mixed models, respectively. For the small exit vent cases, the steady state regime is reached asymptotically, while for the large vent cases it is reached before two replenishment times.

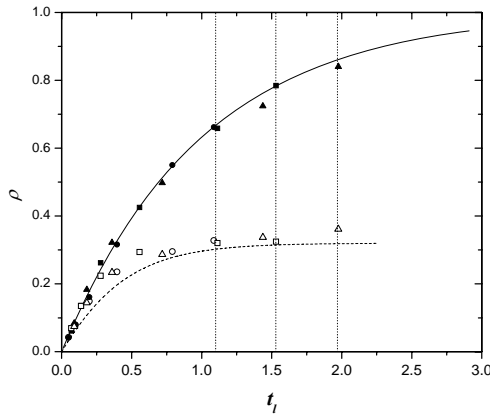


Fig. 11. Theoretical and experimental evolution of the dimensionless density ρ , for the six cases. Solid and dashed lines represent the unidirectional (2.23) and bidirectional (2.26) well mixed models respectively. Solid and open symbols correspond to the small and large vent respectively: squares (T-S and T-L cases), circles (M-S and M-L cases) and triangles (B-S and B-L cases). Vertical dotted lines represent the end of the experiments ($t_{end}^*=13200$ s) in replenishment time units for the top, medium and bottom cases, which are $t_{end}^*=1.1t_{rp}$, $1.53t_{rp}$ and $1.97t_{rp}$ respectively.

5. Conclusions

In this paper we have described the stack-driven ventilation in two rooms interconnected by a single opening and connected to the exterior by a low-level vent. The effects on the stratification and density evolution of changing the level of the interior opening and the size of the exterior vent were investigated.

We divided our analysis into two parts. The first part corresponds to the short term, in which the dense-layer first front evolution is described by a simplified filling-box model based on plume theory and volume conservation arguments. This stage begins with the injection of the dense fluid that produces a negatively buoyant plume and ends when all the participant fluid has been entrained by the source plume. In the second part, the long-term quasi-stationary state fluid density evolution is described by a well-mixed model based on mass conservation. This stage succeeds the filling box stage. Measurements obtained from small scale salt bath experiments using a light attenuation method have been used to validate both models and to obtain a value of the entrainment constant.

The short-term filling-box stage includes three processes: filling the forced room to the steady depth, filling the unforced room to the top of the interior opening and filling the forced room upper layer to the ceiling. It was found that the duration of the filling box depends on the level of the interior opening but is independent of the size of the exterior vent. The only effect of increasing the size of the exterior vent is to lower the rate at which the density of the participant fluid increases. The proposed filling-box model closely predicts the times of the stages observed in the experiments, including the variations that occur when the interior opening approaches either the ceiling or the floor of the rooms.

In the long term the internal flow structure and stratification established during the filling-box stage are preserved, and the density of the participant fluid approaches a steady state value. The internal flow structure is composed of the turbulent source plume, one or two wall plumes with its corresponding horizontal intrusions and, in the large exit vent configurations, an incoming buoyant turbulent flow. The stratification for cases with the interior opening at the top consists of two-layer stable weak stratification in the forced room and an approximately well mixed layer in the unforced room. In these cases all the fluid contained in the rooms participates in the dynamics. For cases with openings located at the middle and at the bottom, the forced room is well mixed and a strong two layer stratification is formed in the unforced room, with an upper non-participant layer of initial density fluid and a lower layer of dense fluid.

The long-term density of the participant fluid depends on the level interior-opening level and on the exterior-vent diameter. As the interior opening level decreases the participant volume decreases (2.21), so the density of the participant fluid increases at a higher rate (2.23), (2.26) and (Fig. 10a). The effect of increasing the exterior vent diameter above a critical value is that the flow through that vent changes from laminar unidirectional to turbulent bidirectional. So, for cases with small exterior vent, ambient fluid does not enter the rooms, the density of the participant fluid increases at a higher rate (2.24) and asymptotically approaches the source density (2.25). For the cases with the large exterior vent, buoyancy-driven ambient fluid enters the rooms reducing the rate at which the participant fluid density increases (2.26) and (Fig. 10b), eventually reaching a steady density value between that of the ambient and the source (2.30). The proposed long-term well-mixed model accurately predicts the transient and the steady state fluid density values, as is corroborated by the experimental results.

These models are of use in design practice, for example, when cooling two-room configurations (Fig. 6). The cooling of the rooms can be accelerated by reducing the participant volume as the interior opening is moved down. In addition, the air changes needed to maintain the interior air quality can be obtained by introducing ambient fresh air via the exchange flow through the exterior vent. The magnitude of the exchange flow can be controlled by changing the geometry of the exterior vent. The combined process of accelerating the cooling of the rooms and introducing fresh air by buoyancy forces can significantly reduce mechanical power and energy consumption in buildings.

The configurations studied here complement those in which the two-room arrangement has the non-ideal buoyancy source and the exterior vent at the same level (i.e. both near the ceiling for the cooling configuration) as in Tovar *et al.* (2007) and Thomas *et al.* (2008). In contrast with the present study, in the above-mentioned configurations the fluid in the unforced room has a finite vertical velocity, generated by the addition of volume

flux at the source, which advects the stable stratification towards the ceiling without the possibility of developing an exchange flow through the exit vent.

Acknowledgements

We thank Dr. J. Rojas, Dra. G. Huelsz, Dr. L. P. Thomas and Prof. P. F. Linden for fruitful discussions and suggestions. G. Hernández-Cruz, H. D. Cortés and A. Quiróz provided technical support. Financial support was provided by UC-MEXUS-CONACYT and the CONACYT (México) project 25116. C. A. Campo Garrido received a M. Sc. grant from the CONACYT.

References

- [1] Butler D. Architects of a low-energy future. *Nature* 2008;452:520-523.
- [2] Linden PF, Lane-Serff GF, Smeed DA. Emptying filling boxes: the fluid mechanics of natural ventilation. *Journal of Fluid Mechanics* 1990;212:309-336.
- [3] Linden PF. The fluid mechanics of natural ventilation. *Annual Review of Fluid Mechanics* 1999;31:201-238.
- [4] Hunt GR, Linden PF. Steady-state flows in an enclosure ventilated by buoyancy forces assisted by wind. *Journal of Fluid Mechanics* 2001;435:377-396.
- [5] Bouzinaoui A, Vallette P, Lemoine F, Fontaine JR, Devienne R. Experimental study of thermal stratification in ventilated confined spaces. *International Journal of Heat and Mass Transfer* 2005;48:4121-4131.
- [6] Fitzgerald SD, Woods AW. Transient natural ventilation of a room with a distributed heat source. *Journal of Fluid Mechanics* 2007;591:21-42.
- [7] Bolster DT, Linden PF. Contaminants in ventilated filling boxes. *Journal of Fluid Mechanics* 2007;591:97-116.
- [8] Fitzgerald SD, Woods AW. The influence of stacks on flow patterns and stratification associated with natural ventilation. *Buildings and Environment* 2008, in press.
- [9] Wong A.B.D, Griffiths RW. Two-basin filling boxes. *Journal of Geophysical Research* 2001;106:26929-26941.
- [10] Lin YJ, Linden PF. Buoyancy-driven flow between two chambers. *Journal of Fluid Mechanics* 2002;463:293-312.
- [11] Tovar R, Linden PF, Thomas LP. Hybrid ventilation in two interconnected rooms with a buoyancy source. *Solar Energy* 2007;81:683-691.
- [12] Flynn MR, Caulfield CP. Natural ventilation in interconnected chambers. *Journal of Fluid Mechanics* 2006;564:139-158.
- [13] Thomas LP, Marino BM, Tovar R, Linden PF. Buoyancy-driven flow between two rooms coupled by two openings at different levels. *Journal of Fluid Mechanics* 2008;594:425-443.
- [14] Woods AW, Caulfield CP, Phillips JC. Blocked natural ventilation: the effect of a source mass flux. *Journal of Fluid Mechanics* 2003;495:119-133.

- [15] Morton BR, Taylor GI, Turner JS. Turbulent gravitational convection from maintained and instantaneous sources. *Proceedings of the Royal Society of London Series A* 1956;234:1-23.
- [16] Baines WD, Turner JS. Turbulent buoyant convection from a source in a confined region. *Journal of Fluid Mechanics* 1969;37:51-80.
- [17] Caulfield CP, Woods AW. The mixing in a room by a localized finite-mass-flux source of buoyancy. *Journal of Fluid Mechanics* 2002;471:33-50.
- [18] Kaye NB, Hunt GR. Time-dependent flows in an emptying filling box. *Journal of Fluid Mechanics* 2004;520:135-156.
- [19] Cholehari MR, Arakeri JH. Experiments and a model of turbulent exchange flow in a vertical pipe. *International Journal of Heat and Mass Transfer* 2005;48:4467-4473.
- [20] Tovar R, Campo Garrido CA, Linden PF, Thomas LP. Buoyancy-driven flow in two interconnected rooms: effects of the exterior vent location and size. Submitted to *Journal of Solar Energy Engineering*.
- [21] Cenedese C, Dalziel SB. Concentration and depth field determined by the light transmitted through a dyed solution. In: *Proceedings of the Eighth International symposium on Flow Visualization* 1998:61.1-61.5.
- [22] Liu QA, Linden PF. The fluid dynamics of an underfloor air distribution system. *Journal of Fluid Mechanics* 2006;554:323-341.

REFERENCIAS

Arakeri JH, Avila FE, Dada JM, Tovar R. Convection in a long vertical tube due to unstable stratification- A new type of Turbulent Flow? *Current Science* 2000; 79:859-866.

Auban O, Lemoine F, Vallette P, Pongaine JR. 2001 Simulation by solutal convection of a thermal plume in a confined stratified environment: application to displacement ventilation. *International Journal of Heat and Mass Transfer* 2001; 44:4679-4691.

Baines WD, Turner JS. Turbulent buoyant convection from a source in a confined region. *Journal of Fluid Mechanics* 1969; 37:51-80.

Baines WD, Turner JS. Turbulent buoyant convection from a source in a confined region. *Journal of Fluid Mechanics* 1969;37:51-80.

Baker N, Linden PF. 1991. Physical modelling of airflows—a new design tool. *Atrium Build. Archit. Eng.* 13–22, Ed. F. Mills. CICC Publications, Welwyn, England.

Barrios G, Rechtman R, Rojas J, Tovar R. Lattice Boltzmann equation for natural convection in a two-dimensional cavity with partially heated wall. *Journal of Fluid Mechanics* 2005; 522:91-100.

Batchelor, G. K. 1954 *Quart. J. R. Met. Soc.* **80**, 339, referido por (Morton, Taylor y Turner; 1956).

Bejan A. 1995. *Solar Convection Heat Transfer*, 2nd ed., Ed. John Wiley & Sons, New York, USA.

Bloomfield LJ, Kerr RC. A theoretical model of a turbulent fountain. *Journal of Fluid Mechanics* 2000; 424:197-216.

Brown WG, Solvason KR. Natural convection through rectangular openings in partitions-vertical partitions. *International Journal of Heat Mass Transfer* 1962; 5:859-867.

Brown WG. Natural convection through rectangular openings in partitions-2. Horizontal partitions. *International Journal of Heat Mass Transfer* 1962; 5:869-878.

Butler D. Architects of a low-energy future. *Nature* 2008; 452:520-523.

Caulfield CP, Woods AW. The mixing in a room by a localized finite-mass-flux source of buoyancy. *Journal of Fluid Mechanics* 2002;471:33-50.

Cedillo ML. 2001. Instalación, instrumentación y puesta en marcha de un sistema schlieren para el análisis de flujos de convección natural, Tesis de Licenciatura, Zacatepec, México.

Cenedese C, Dalziel SB. Concentration and depth field determined by the light transmitted through a dyed solution. In: *Proceedings of the Eighth International symposium on Flow Visualization* 1998:61.1-61.5.

Cholemari MR, Arakeri JH. Experiments and a model of turbulent exchange flow in a vertical pipe. *International Journal of Heat and Mass Transfer* 2005;48:4467–4473.

- Conroy DT, Llewellyn-Smith SG, Caulfield CP. Evolution of a chemical reacting plume in a ventilated room. *Journal of Fluid Mechanics* 2005; 537:221-253.
- Cooper P, Linden PF. Natural Ventilation of an enclosure containing two buoyancy sources. *Journal of Fluid Mechanics* 1996; 311:153-176.
- Dalziel SB. Rayleigh-Taylor Instability: Experiments with Image Analysis. *Dyn. Atm. Oceans*, 1993; 20:127–153.
- DL Research Partners. 2005. DigiFlow User Guide, Version 1.0.
- Epstein M. Buoyancy-driven exchange flow through small openings in horizontal partitions. *Journal of Heat Transfer* 1988; 110:885-893.
- Etheridge D, Sandberg M. 1996. *Building Ventilation: Theory and Measurement*, 1st ed., Ed. James & James. West Sussex, England.
- Fisk WJ. Health and productivity gains from better indoor environments and their relationship with building energy efficiency. *Ann. Rev. Energy Environment* 2000; 25:537-566.
- Hunt GR, Kaye NG. Virtual origin correction for lazy turbulent plumes. *Journal of Fluid Mechanics* 2001; 435:377-396.
- Hunt GR, Linden PF. Displacement and mixing ventilation driven by opposing wind and buoyancy. *Journal of Fluid Mechanics* 2004; 527:27-55.
- Hunt GR, Linden PF. Steady-state flows in an enclosure ventilated by buoyancy forced assisted by wind. *Journal of Fluid Mechanics* 2001; 426:355-386.
- Hunt GR, Linden PF. The fluid mechanics of natural ventilation displacement -ventilation by buoyancy-driven flows assisted by wind. *Building and Environment* 1999; 34:707-720.
- Jiang Y, Su M, Chen Q. Using large eddy simulation to study airflows in and around buildings. *ASHRAE Transactions* 2003; 109.
- Kaye NB, Hunt GR. Time-dependent flows in an emptying filling box. *Journal of Fluid Mechanics* 2004; 520:135-156.
- Lane-Serff GF. 1989. Heat flow and air movement in buildings. PhD thesis. Cambridge Univ., UK, referido por (Linden, 1999).
- Leach, S.J., and Thompson, H., 1975, "An Investigation of Some Aspects of Flow Into Gas Cooled Nuclear Reactors Following an Accidental Depressurization," *J. Br. Nucl. Energy Soc.*, Vol. 14, pp. 243-250, referido por (Epstein, 1988).
- Li Y. Role of multizone models in indoor air flow and air quality analysis. *Indoor Environment* 1993; 2:149 -163.

Lin YJ, Linden PF. Buoyancy-driven flow between two chambers. *Journal of Fluid Mechanics* 2002;463:293-312.

Linden P.F., Tovar R.O. 2005: Collaborative Grant Application. UC MEXUS CONACYT.

Linden PF, Cooper P. Multiple sources of buoyancy in a naturally ventilated enclosure. *Journal of Fluid Mechanics* 1996; 311:177-192.

Linden PF, Lane-Serff GF, Smeed DA. Emptying filling boxes: the fluid mechanics of natural ventilation. *Journal of Fluid Mechanics* 1990; 212:309-336.

Linden PF. The fluid mechanics of natural ventilation. *Annual Review of Fluid Mechanics* 1999;31:201-238.

Liu QA, Linden PF. The fluid dynamics of an underfloor air distribution system. *Journal of Fluid Mechanics* 2006; 554:323-341.

Marincic I. Evaluación térmica en Arquitectura. Estudios sobre Arquitectura y Urbanismo del Desierto (Revista académica de la Universidad de Sonora, con arbitraje), Editorial UniSon. México 2005; 1,1:109-139.

Mercer A, Thompson H. 1975 a, "An Experimental Investigation of Some Further Aspects of the Buoyancy-Driven Exchange Flow Between Carbon Dioxide and Air Following a Depressurization Accident in a Magnox Reactor, Part I: The Exchange Flow in Inclined Ducts," *J. Br. Nucl. Soc.*, Vol. 14, pp. 335-340, referido por (Epstein, 1988).

Mercer A, Thompson H. 1975 b, "An Experimental Investigation of Some Further Aspects of the Buoyancy-Driven Exchange Flow Between Carbon Dioxide and Air Following a Depressurization Accident in a Magnox Reactor, Part II: The Purging Flow Requirements in Inclined Ducts," *J. Br. Nucl. Soc.*, Vol. 14, pp. 335-340, referido por (Epstein, 1988).

Merzkirch W. 1987. *Flow Visualisation*, 2nd ed., Ed. Academia Press. USA.

Mora L, Gadgil AJ, Wurtz E. Comparing zonal and CFD model predictions of isothermal indoor airflows to experimental data. *Int. Journal of Indoor Environment and Health* 2003; 13:77-85.

Morton BR, Taylor GI, Turner JS. Turbulent gravitational convection from maintained and instantaneous sources. *Proceedings of the Royal Society of London Series A* 1956; 234:1-23.

Musy M, Winkelmann F, Wurtz E. Automatically generated zonal models for building airflow simulation: principles and application. *Building and Environment* 2002; 37:873-881.

Prahl J, Emmos HW. Fire induced flow through an opening. *Combustion and Flame* 1975; 25:369-385.

Rees SJ, Haves P. A nodal model for displacement ventilation and chilled ceilings systems in office spaces. *Building and environment* 2001; 36:753-762.

Rooney GG, Linden PF. Similarity considerations for non-Boussinesq plumes in an unstratified environment. *Journal of Fluid Mechanics* 1996; 318:237-250.

Rouse, H., Yih, C.S. & Humphreys, H.W. 1952 *Tellus*, **4**, 201, referido por (Morton, Taylor y Turner; 1956).

Sangras R, Dai Z, Faeth GM. Velocity statistics of plane self-preserving buoyant turbulent adiabatic wall plumes. *Journal of Heat Transfer* 2000;122:693-700.

Santamouris M, Asimakopoulos D. 1996. *Passive Cooling of Buildings*, 2nd ed., Ed. James & James. London, UK.

Savardekar K. 1990. Aspects of passive cooling. A study on natural ventilation. MPhil thesis. Cambridge Univ., UK, referido por (Linden, 1999).

Schmidt, W. 1941 *Z. angew. Math. Mech.* **21**, 256,351, referido por (Morton, Taylor y Turner; 1956).

Shaw, B. H., 1971, "Heat and Mass Transfer by Natural Convection and Combined Natural Convection and Forced Air Flow Through Large Rectangular Openings in a Vertical Partition," *Symposium on Heat and Mass Transfer by Combined Forced and Natural Convection*, IMechE, Sept. 15, Paper No. C117/71, referido por (Epstein, 1988).

Steckler, K.D., Baum, H.R., and Quintiere, J.G., 1984, "Fire Induced Flows Through Room Openings-Flow Coefficients," *20th Symposium (Int.) on Combustion*, The Combustion Institute, pp. 1591-1600, referido por (Epstein, 1988)..

Steckler, K.D., Baum, H.R., and Quintiere, J.G., 1985, "Salt Water Modeling of Fire Induced Flows in a Multiroom Enclosure," in: *Chemical and Physical Processes of Combustion, Fall Technical Meeting, Philadelphia, PA*, pp. 58/1-58/4, referido por (Epstein, 1988).

Steckler, K.D., Quintiere, J.G., and Rinkinen, W.J., 1982, "Flow Induced by Fire in a Compartment," *19th Symposium (Int.) on Combustion*, The Combustion Institute, pp. 913-920, referido por (Epstein, 1988).

Taylor, G. 1945 Dynamics of a mass of hot gas rising in air. U.S. Atomic Energy Commission MDDC 919. LADC 276, referido por (Morton, Taylor y Turner; 1956).

Thomas LP, Marino BM, Tovar R, Linden PF. Buoyancy-driven flow between two rooms coupled by two openings at different levels. *Journal of Fluid Mechanics* 2008; 594:425-443.

Tovar R, 2002. Estudios Sobre la Transición y Turbulencia en Flujos de Convección Natural, Tesis de Doctorado, Temixco, México.

Tovar R, Avila FE, Rojas J, Vargas B. Buoyancy driven flow of two stratified liquids in a cavity. *International Communication in Heat and Mass Transfer* 1999; 26:955-964.

Tovar R, Avila FE, Rojas J. Buoyancy driven flow of two stratified liquids: Numerical vs experimental results. *International Communication in Heat and Mass Transfer* 2001; 28:221-231.

Tovar R, Linden PF, Thomas LP. Hybrid ventilation in two interconnected rooms with a buoyancy source. *Solar Energy* 2007; 81:683-691.

Tovar R, Rojas J, Cedillo ML. Development of a wall plume from a boundary layer along a partially heated vertical wall. *International Communication in Heat and Mass Transfer* 2004; 31:561-571.

Turner JS. Turbulent entrainment: the development of the entrainment assumption, and its application to geophysical flows. *Journal of Fluid Mechanics* 1986; 173: 431-471.

Wong ABD, Griffiths RW. Two-basin filling boxes. *Journal of Geophysical Research* 2001;106:26929-26941.

Woods AW, Caulfield CP, Phillips JC. Blocked natural ventilation: the effect of a source mass flux. *Journal of Fluid Mechanics* 2003; 495:119–133.

Worster MG, Huppert HE. Time-dependent density profiles in a filling box. *Journal of Fluid Mechanics* 1983; 132:457-466.

Yih, C.S. 1951 *Proc. 1st Nat. Congr. Appl. Mech.* p. 941, referido por (Morton, Taylor y Turner; 1956).