دانشکده مهندسی مکانیک

پایان نامه جهت دریافت درجه کارشناسی ارشد
در رشته مهندسی مکانیک- تبدیل انرژی

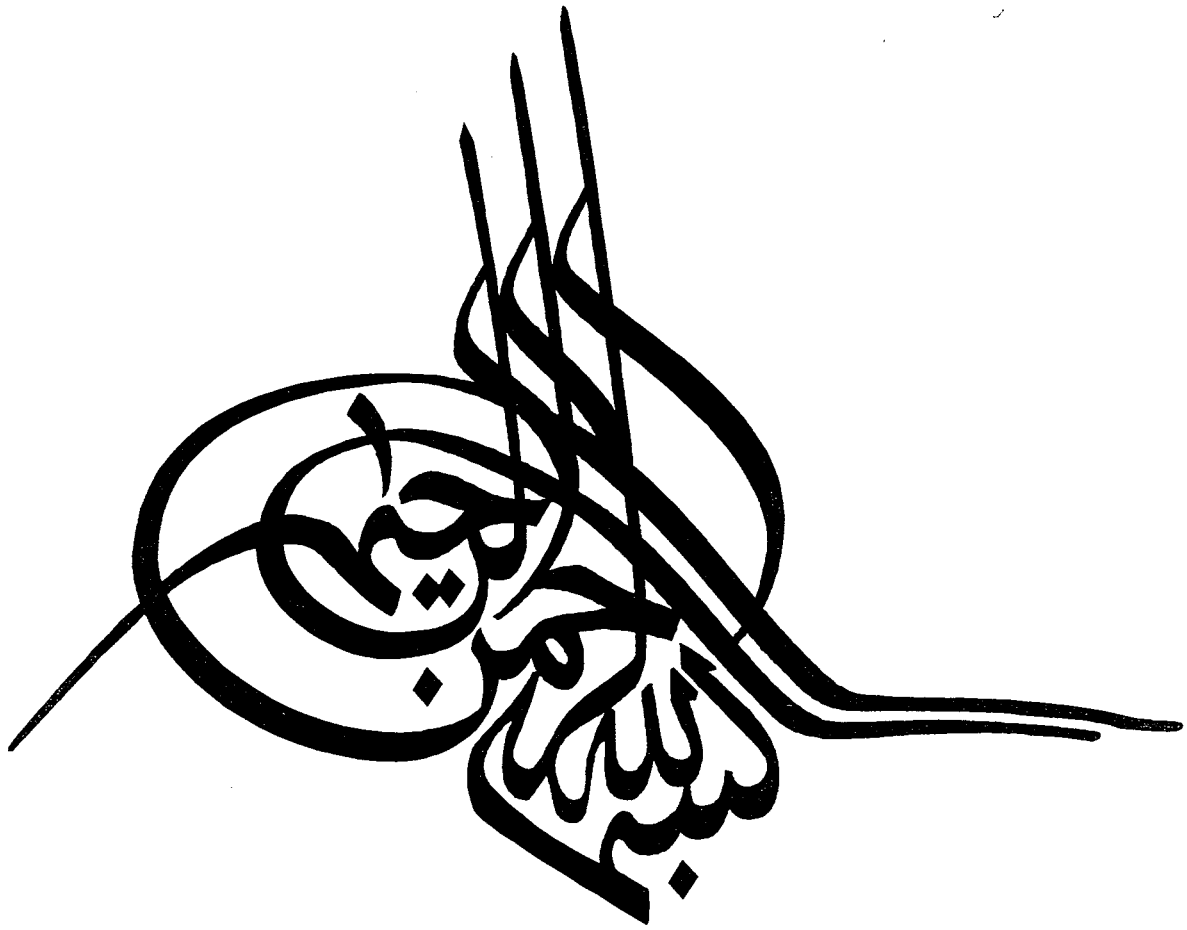
عنوان:

بررسی و محاسبه ضرائب تشعشعی حفره ها با استفاده از روش مونت کارلو

اساتید راهنما:
آقای دکتر محمد جواد مغربی
آقای دکتر سیروس آقانجفی(دانشگاه صنعتی خواجه نصیرالدین طوسی)

دانشجو:
محمد شمالی اسکویی

اسفند۱۳۸۲


بسم الله الرحمن الرحيم

تقدیم به پدر و مادر مهربان و فداکارم

تقدیروتشکر:

از زحمات وکمکهای بی دریغ اساتید محترم راهنما جناب آقای دکتر محمد جواد مغربی و جناب آقای دکتر سیروس آقانجفی کمال تشکر را داشته، موفقیت روزافزون ایشان را در تمام مراحل زندگی از خداوند متعال خواستارم.

همچنین از زحمات اساتید محترم جناب آقای دکتر محمد حسن کیهانی و جناب آقای دکتر محمود شریعتی درطول دوران تحصیل صمیمانه تشکر می نمایم.

محمد شمالی اسکویی

اسفند ۱۳۸۲

فهرست مطالب

چکیده آ

فصل اول : مروری بر تحقیق‌های قبلی ۱.

۱-۱ مقدمه ۱

۱-۲ روش تبادل تشعشعی ۲

۱-۳ روش مونت کارلو ۸

۱-۴ روشهای بر پایهٔ انعکاسهای چندگانه در داخل حفره ۱۰

۱-۴-۱ روش گوف ۱۰

۱-۴-۲ روش دِوس ۱۱

۱-۵ گسترشهای تاریخی در پردازش حفره‌های تشعشعی ۱۳

۱-۵-۱ حفره‌های استوانه‌ای ۱۵.

۱-۵-۲ حفره‌های مخروطی ۱۸.

۱-۵-۳ حفره‌های کروی ۲۰

۱-۵-۴ شیارها ۲۱

فصل دوم : تئوری تحقیق و بررسی روش مونت کارلو ۲۵

۲-۱ نقش گازها در انتقال حرارت تشعشعی ۲۵.

۲-۱-۱ خواص تشعشعی گازها ۲۶

۲ ۲- فرمولاسیون تشعشعی محفظه‌ها با استفاده از ضرائب توزیع.. ۳۲

۲-۲-۱- پیشگفتار ۳۲

۲-۲-۲- ضرائب توزیع در محفظه‌های بدون گاز ۳۲

۲-۲-۳- ضرائب توزیع در محفظه های حاوی گاز ۳۹

۲-۳ مبانی محاسبه ضرائب توزیع در محفظه‌ها ۴۴

۲-۳-۱- کلیات ۴۴

۲-۳-۲- تابع توزیع فراوانی و تابع تراکم احتمال ۴۶

۲-۳-۳- رابطه بین مؤلفه‌های یک بردار و دو دستگاه ۵۲

۲-۳-۴- تعیین تصادفی جهت پرتو ۵۵

۲-۳-۵- روش تعیین تقاطع پرتو با سطح محفظه ۶۱

۲-۳-۶- تعیین سرنوشت پرتو برخورد کرده با سطح محفظه ۶۲

۲-۳-۶-۱- انعکاس دیفیوز ۶۵

۲-۶-ب-۲- انعکاس آیینه‌ای ۶۶

۲-۳-۷- تعیین سرنوشت پرتو هنگام عبور از گاز ۶۸

فصل سوم :بررسی اثرپارامترهای مختلف بر ضرائب تشعشعی حفره کروی ۸۲

۳-۱ نتایج برای صدور حفره ۸۲

۳-۲ نتایج انتقال حرارت محلی ۸۲

۳-۳ صدورحفره. ۸۵.

۳-۴ جذب تشعشع موازی شده ۸۶

۳- ۵ خلاصه نتایج ۸۹

فصل چهارم : بررسی اثر پارامترهای مختلف بر ضریب جذب تشعشعی حفره‌های مخروطی و استوانه‌ای و کروی ۹۲

۴-۱- تقاطع پرتو با سطح استوانه ۹۲

۴-۲- تقاطع پرتو با سطح مخروط ۹۳

۴-۳- تعیین سرنوشت پرتو برخورد کرده با سطح محفظه ۹۴

۴-۳-۱- انعکاس دیفیوز ۹۶

۴-۳-۲- انعکاس آیینه‌ای ۹۷

۴-۴- محاسبه ضریب جذب تشعشعی ۹۹

۴-۵- بررسی صحت محاسبات ۱۰۰

فهرست منابع ۱۰۲

جداول ونمودارها ۱۰۵

برنامه‌های کامپیوتری

چکیده

وقتیکه تشعشع حرارتی داخل یک حفره میگردد، نسبت به زمانی که آن تشعشع حرارتی به یک سطح تخت با همان مساحت باز شدهٔ حفره برخورد میکند، شانس و موقعیت بهتر و بیشتری برای جذب دارد، که البته این بدلیل انعکاسهای متعدد توسط دیواره‌های داخل حفره است. بطریق مشابه، تشعشع صادر شده توسط یک حفرهٔ ایزوترمال از تشعشع صادر شدهٔ یک سطح تخت که مادهٔ آن با مادهٔ دیواره‌های حفره یکسان بوده و دارای مساحت برابر با سطح باز شدهٔ حفره می‌باشد، بزرگتر است (به دلیل تعادل ترمودینامیکی). این رفتار حفره‌ها، برای ساخت آزمایشگاهی اجسام سیاه، در تشعشع سنجی(Radiometry)، گرما سنجی(Pyrometry) و دما سنجی(Thermometry) به طور گسترده استفاده میگردد. همچنین رفتار حفره بیان میکند که ضرایب جذب و صدور یک سطح با سوراخکاری، حک کردن و کنده‌کاری یا دیگر روشهای تغییر شکل سطح میتواند افزایش یابد.

بررسی یک حفره مانند بررسی هرجسمی توسط خواص تشعشعی نمایانش صورت میگیرد. به عنوان مثال ضریب صدور نمایان(ظاهری) به صورت نسبت انرژی صادر شده از طریق روزنهٔ(دهانهٔ) یک حفرهٔ ایزوترمال به انرژی صادر شده بوسیلهٔ یک سطح سیاه فرضی امتداد یافته از یک سو به سوی دیگر دهانهٔ حفره در دمای یکسان با دیوارهٔ حفره تعریف میگردد. به طور مشابه ضریب جذب نمایان یک حفره به صورت نسبت انرژی جذب شده توسط حفره به انرژی وارد شده به حفره تعریف می‌شود. نظر به اینکه حفره‌ها برای تغییر دادن خواص سطوح کاربرد فراوانی دارند،بدست آوردن خواص تشعشعی آنها حائز اهمیت می باشد.

فصل۱_ مروری بر روشهاو تحقیق‌های قبلی

۱_۱ مقدمه:

آنالیز رفتار تشعشعی حفره‌ها از تاریخ ۱۹۲۰ میلادی تا کنون مورد توجه و مطالعهٔ علمی قرار گرفته است. با این وجود پیشرفتهای بزرگ در به نتیجه رسیدن راه حلها تنها در طی ۴۰ سال اخیر که کامپیوترهای دیجیتالی به صورت وسیع و قابل دسترسی گسترش یافته‌اند، حاصل شده است. در این فصل چند روش متداول که تا کنون برای آنالیز رفتار تشعشعی حفره‌ها به کار رفته است را بیان نموده و همچنین تحقیقات و بررسیهای گذشته بر روی حفره‌هایی با پیکربندی و ساختارهای متفاوت را مرور کرده‌ایم.

اصل اساسی و بنیادی در هر فرمولسازی مسالهٔ تشعشعی حفره، قانون بقای انرژی است. بنابراین از این نقطه نظر روشهای متفاوتی که توسط محققین ارائه شده است دارای نقطه اشتراک میباشند. متداولترین روش که دقیقترین نتایج را تولید میکند، روش بنا شده بر تبادل تشعشعی بین المانهای سطح است. روشی که در بخش ۱_۲ مورد بحث قرار گرفته است، در زمینهٔ تشعشع انتقالی، در میان محققین رایج‌تر است. درمطالعات اپتیک کاربردی که جذب در حفره‌ها از نقطه نظر طراحی و ساخت آزمایشگاهی اجسام سیاه مورد نظر است، چندین روش تقریبی بر اساس انعکاسهای چندگانه داخل حفره بیان شده است، که دو تا از رایج ترین این روشها در بخش ۱_۳ بیان شده است. در بخش ۱_۴ تحقیقی بر نشریاتِ بیانگرِ بررسیهایِ تحلیلیِ رفتارِ تشعشع حرارتیِ ساختارهایِ مختلفِ حفره انجام شده است.

۱_۲ روش تبادل تشعشعی

این روش یکی از روشهای بنیادی در بررسی مسائل تشعشعی سطوح بسته(enclosure) می باشد. یک سطح بسته توسط یک حجم در فضای بسته شده توسط یک یا چندین سطح تعریف میگردد. این سطوح معمولاً با مرزهای فیزیکی سیستم مورد مطالعه همخوانی دارد. یک روزنه میتواند به عنوان یک سطح مجازی در نظر گرفته شود که ضریب انعکاس آن صفر است. تجزیه و تحلیل در روش تبادل تشعشعی، شمردن تشعشع ساطع شدهٔ یک سطح داده شده روی دیوار سطح بسته که به تمام سطوح دیگر رفته، و تشعشع رسیده از تمام سطوح دیگر به سطح داده شده را در بر میگیرد. اگرچه این مفهوم ظاهراً ساده است، اما اگر هندسهٔ سیستم مورد بررسی و تحلیل پیچیده باشد مسئله بسیار بغرنج و پیچیده میگردد.

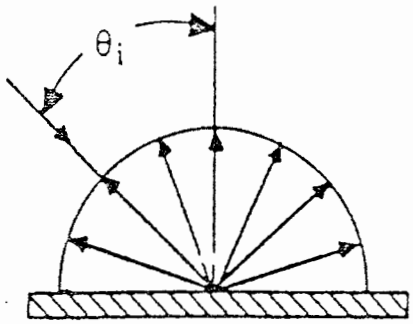
برای سطوح غیر سیاه در یک سطح بسته انرژی ترک شدهٔ یک محل داده شده، متشکل از انعکاس و صدور است. بنابراین خواص تشعشعی یک سطح؛ از قبیل ضریب صدور، ضریب انعکاس و ضریب جذب؛ نقش مهمی در محاسبات دارند. برای بیشتر سطوح واقعی این خواص بستگی به طول موج، جهت، سطح و دما دارند. اگرچه دادن یک فرمول که شامل تمام این توابع کاربردی باشد ممکن است، در عمل حل معادلات حاصله اگر غیر ممکن نباشد بسیار مشکل است، مگر برای هندسه‌های بسیار آسان. علاوه بر این معلومات کافی رفتار جهت‌دار طیفی خواص تشعشعی سطوح برای انجام دادن ضمنی محاسبات وجود ندارد و بیشتر آنالیزها تحت فرضهای ساده‌سازی معینی انجام میشوند. برای مثال خواص تشعشعی مستقل از طول موج فرض شده یا صدور یک سطح دیفیوز(پخشی) فرض می شود، که از قانون کسینوسی لامبرت پیروی میکند.سه مدل متداول برای انعکاس وجود دارد : پخشی(دیفیوز)(Diffuse) ، آیینه‌ای(Specular) ، پخشی آیینه‌ای(Diffuse-Specular)

(شکل (۱-۱) راببینید). وقتیکه سطح زبر اپتیکی(Optically rough) است، مدل دیفیوز برای انعکاس یک تجسم دقیق از رفتار واقعی می باشد. از طرف دیگر وقتیکه سطح صاف اپتیکی (Optically smooth) است، انعکاس آیینه‌ای تقریب خوبی برای سطوح واقعی است. مدل دیفیوز آیینه‌ای(Diffuse-Specular) ترکیبی از انعکاس آیینه‌ای و پخشی است و در بسیاری از حالات تقریب خوبی برای رفتارهای واقعی سطوح است. در این حالت ضریب انعکاس ρ سطح، متشکل از دو ضریب انعکاس پخشی ρ^d و آیینه‌ای ρ^s فرض شده است :

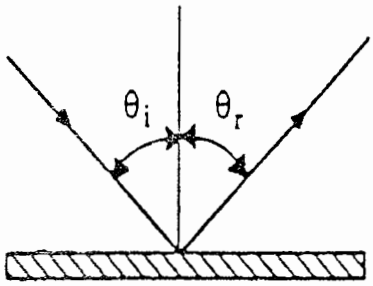
$$\rho=\rho^s+\rho^d \qquad (۱-۱)$$

در فرمولهای تبادل تشعشعی، رادیوسیتی(Radiosity) به عنوان انرژی ساطع شده از سطح به صورت پخشی (Diffuse) تعریف میگردد، و دما در سر تا سر سطح داده شده یکنواخت فرض میشود. سطوح میتوانند به بخشهایی کوچکتر برای بهبود دقتِ این فرض تقسیم گردند. این دقت بالاتر باعث افزایش محاسبات میگردد. برای یک فرمول عمومی، سطوح میتوانند به المانهای بسیار کوچکی تقسیم گردند. در آنالیزهای رفتار تشعشعی حفره‌ها این روش اخیر با دقت مورد نیاز بهتر است.

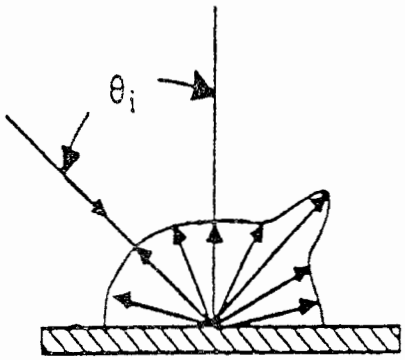
فرمولهای تبادل تشعشعی نیاز به استفاده از ضرایب بدون بعد انتقالی معین دارد. این ضرایب بدون بعد انتقالی برای ارتباط شدت تابش(irradiance) یک سطح داده شده بر روی منحنی بسته با رادیوسیتی‌های (radiosities) دیگر سطوح منحنی بسته استفاده شده است. شدت تابش به عنوان شار انرژی تشعشعی رسیده به سطح تعریف شده است. وقتیکه سطوح منحنی بسته دیفیوز هستند



انعکاس دیفیوز



انعکاس آیینه ای



انعکاس دیفیوز-آیینه ای

شکل۱_۱

(یعنی تشعشع منعکس شده از سطح به صورت پخشی توزیع شده است)، آنالیز با استفادهٔ ضریب دید (View factor) انجام شده است. ضریب دید از یک سطح به سطح دیگر به عنوان قسمتی از تشعشع صادره از یک سطح به صورت دیفیوز که به سطح دیگر میرسد تعریف می‌گردد. ضریب دید تنها ضریب انتقالی است که فقط به هندسه بستگی دارد. اشتقاق آن نسبتاً ساده است و روشهای متفاوت برای بدست آوردن ضریب دید میان دو سطح وجود دارد[۲] .

وقتیکه سطوح داخلی منحنی آیینه ای یا دیفیوز آیینه ای باشد ، فرمولبندی به معلومات ضریب تبادل میان سطوح نیاز دارد. اشتقاق ضریب تبادل به طور قابل ملاحظه‌ای مشکلتر از اشتقاق ضریب دید است زیرا آن شمارش تمام پرتوهای آیینه‌ای ممکن بین دو سطح را نیز در بر میگیرد، و به ضرایب انعکاس سطوح داخلی بستگی دارد. برای بررسی جزئیات بیشتر ضرایب دید و تبادل به ترتیب به بخشهای ۲_۲ و ۲_۳ مراجعه نمایید.

مشکلترین کار در آنالیز تبادل بدست آوردن ضرایب انتقالی است. مسئله، بدست آوردن روش حل یک سیستم معادلات خطی جبری که در آن رادیوسیتی‌ها یا شدت تابش سطوح مجهول هستند می‌باشد. فرمولبندی بر اساس المانهای بسیار کوچک سطح، یک دستگاه معادلات انتگرالی خطی که در آن مجهولات توابع داده شده توزیع رادیوسیتی(یا شدت تابش irradiance) هستند، را موجب میشوند. روشهای عددی برای حل معادلات انتگرالی در مرجع [۱] بیان شده است. در زیر یک مقدمهٔ تاریخی از پیشرفت فرمولبندی‌های تبادل تشعشعی آورده شده است.

پیش از سال ۱۹۶۰، محاسبات تبادل تشعشعی با فرض سطوح پخشی(دیفیوز) در منحنی بسته انجام می‌شده است. روشهای منظم برای محاسبات تبادل تشعشعی برای منحنی‌های بسته با سطوح دیفیوز توسط اکرت و دریک(Eckert and Drake) [۳]، هاتل(Hottel) [۴]، اُپنهیم(Oppenheim) و جبهارت (Gebhart) توسعه داده شده و به شکل امروزی در آمده است. این فرمولبندی‌ها بر اساس فرض

رادیوسیتی یکنواخت در طول یک سطح محدود بودند و آنها دستگاه‌های معادلات خطی جبری را موجب شدند. فرمولبندی ایجاد شده برای تبادل تشعشعی بین سطوح بسیار کوچک که یک دستگاه معادلات انتگرال خطی را موجب میشوند، توسط ژاکوب(Jakob) [۵] و اسپارو [۶] به صورت امروزی درآمد.

اکرت و اسپارو (Eckert and Sparrow) [۷] نخستین بار یک روش بر اساس متد نمونه‌ها، برای محاسبات تبادل تشعشعی در یک منحنی بسته با دیواره‌هایی با انعکاس آیینه‌ای را پیشرفت دادند. بعداً اسپارو و همکاران(Sparrow et. All) [۸] این شیوه را برای منحنی‌های بسته‌ای که برخی از سطوح آن آیینه‌ای و برخی دیفیوز می‌باشد، گسترش داد. در بحث مقالهٔ اسپارو [۸] سِبان (Seban) مدل دیفیوز آیینه‌ای را پیشنهاد کرد. این مدل بعداً توسط لین(Lin) برای محاسبهٔ تبادل تشعشعی در حفره‌های مخروطی و استوانه‌ای با سطوح دیفیوز آیینه‌ای اختیار شد. همچنین ظاهراً مدل دیفیوز آیینه‌ای بطور مستقل توسط ساروفیم(Sarofim) و هاتل(Hottel) پیشنهاد شده است، که آنها این مدل را برای گسترش یک روش محاسبات تبادل تشعشعی در منحنی‌های بسته با سطح دیفیوز آیینه‌ای استفاده کردند.

ضریب تبادل رسماً توسط لین و اسپارو(Lin and Sparrow) در گسترش یک فرمولبندی برای محاسبات(با کامپیوتر) تبادل تشعشعی بین المانهای حلقه‌ای در منحنی‌های بستهٔ قوس‌دار با سطوح انعکاسی آیینه‌ای معرفی شده است.

یک روش عمومی ترِ بدست آوردن ضریب تبادل میان سطوح انعکاس آیینه‌ای قوس‌دار توسط پِلامُندُن و هورتون(Plamondon and Horton) پیشنهاد شده است. فرمولبندی آنها توسعهٔ روشی که توسط اکرت و اسپارو(Eckert and Sparrow) [۷] برای منحنی بستهٔ شامل سطوح آیینه‌ای با موقعیت دلبخواه ارائه شده است، می‌باشد.

یک روش که اکثراً برای مجراهای تشعشعی مناسبتر است توسط رابل(Rabl) پیشنهاد شده است. این روش یک متد تقریب است و بر اساس برداشت میانگین عددی انعکاسهای مورد نیاز برای پرتوهای رسیده از یک المان به دیگر المانها می‌باشد. رابل این روش را بـــرای چنـــدین مجرا بکار برد از جمله مجراهای استوانه‌ای، شیارهای V شکل و متمرکز کننده‌های سهموی ترکیبی (Compound parabolic concentrators). نتایج او برای مجراهای استوانه‌ای ۳٪ از نتایج دقیق(تحلیلی) بدست آمده توسط لین و اسپارو اختلاف داشت. یک روش تحلیلی دقیق توسط ماهان و همکاران (Mahan et all) برای محاسبهٔ تبادل تشعشعی در منحنی‌های بستهٔ توگرد با سطوح دیفیوز آیینه‌ای ارائه شده است. این روش ضریب‌های تبادل ضروری را توسط برآورد کردن یک سری، معروف به ضرایب تبادل جزیی هم‌نگاشت میکند.

یک فرمولبندی جامع برای محاسبهٔ ضریب تبادل میان سطوح مقعر توسط ماهان گسترش داده شده است. برخلاف بیشتر فرمولبندی‌های دیگر که بر اساس رادیوسیتی هستند، این فرمولبندی از جملات شدت تشعشع با کمک مدل انعکاسی دیفیوز آیینه‌ای مشتق شده است.

برخی از فرمولبندی‌های جامع در کتب علمی که وابستگی خواص سطح به طول موج را مورد توجه قرار داده‌اند، وجود دارد. یک مثال فرمولبندی گسترش داده شده توسط بابکو(Bobco) است که فرمولبندی اسپارو و همکاران را که پدیدهٔ انعکاس داخلی با سطوح نیمه خاکستری را شامل میشود، گسترش میدهد. این سطوح برای صدور انرژی در یک منطقهٔ طیفی و جذب انرژی در منطقهٔ طیفی متفاوت فرض شده‌اند.

حتی یک فرمولبندی جامعتر توسط برنس و ادوارد(Berens& Edwards) با در نظر گرفتن خاصیتهای جهت‌دار همهٔ خواص سطح علاوه بر تغییرات آیینه‌ای سطح ارائه شد.

وقتیکه مشکلات در آنالیز یک مسئلهٔ دادهٔ شدهٔ تبادل تشعشعی به عنوان یک نتیجهٔ بغرنج هندسی یا جهت‌دار و یا طیفی وابسته به خواص سطح، افزایش می‌یابد، روش مونت کارلو یک راه موثر برای روشهای تحلیلی فراهم میکند. در زیر مقدمهٔ کوتاهی از استفادهٔ روش مونت کارلو در انتقال حرارت تشعشعی بیان شده است

۱-۳ روش مونت کارلو

روش مونت کارلو یک روش آماری بر پایهٔ تئوری زنجیره مارکو (Markov chain) است، که میتواند برای شبیه سازی پروسه های فیزیکی استفاده شود. روش مونت کارلو اولین پیشرفت برای کاربرد تئوری انتقال نوترون بود که توسط دانشمندانی که روی تولید بمبهای اتمی کارمیکردند بکار برده شد [۹]. برای اولین بار روش مونت کارلو در انتقال حرارت تشعشعی توسط هاول و پرلموتر (Howel and Perlmutter) [۱۰] در محاسبهٔ تبادل تشعشعی در یک منحنی بسته در حضور محیط (غیر خلاء) بکار برده شد. کاربرد تکنیک مونت کارلو در مسائل تبادل حرارت تشعشعی در عدم حضور یک محیط توسط کارلت(Corlett) [۱۱] انجام شده است. بعدازاین تلاشهای موفق آمیز اولیه، استفاده از تکنیک مونت کارلو در مسائل انتقال حرارت تشعشعی بغرنج به یک روش استانداردتبدیل شده است. یک مثال از یک کاربرد اخیر، استفاده از روش مونت کارلو به عنوان قسمتی از یک روش جامع ، که توسط ماهان(Mahan) و همکاران برای شبیه‌سازی کارایی حفرهٔ رادیومتری که ناسا (NASA) در اندازه‌گیری تجربی تشعشع زمین استفاده کرده است، می باشد.

اگر چه تحلیل یک مسئلهٔ تشعشعی بوسیلهٔ روش مونت کارلو نمیتواند در علم عمومی توضیح داده شود، چون تحلیل آن به نوع مسئله و توانایی تحلیلگر برای پیشنهاد کردن یک شیوهٔ موثر بستگی دارد.

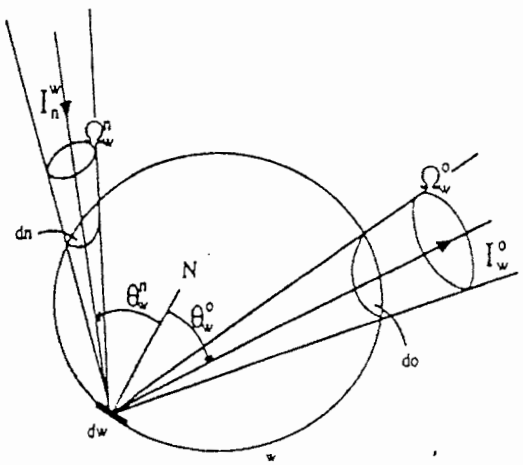
برای شبیه‌سازی پروسه‌های تبادل تشعشعی توسط روش مونت کارلو، انرژی ساطع شده توسط یک سطح به تعداد مساوی از بخشهای انرژی بنام دسته‌های انرژی تقسیم میشود. شبیه‌سازی یک دسته انرژی متصاعد از یک سطح با یک جهت انتخابی رندم(تصادفی)همراه است. مسیر احتمالی دسته انرژی تا مادامی که توسط منحنی بسته جذب شود یا از آن فرار کند تعقیب میگردد. در محل برخوردبرروی سطح جهت دسته مطابق نوع انعکاسی که رخ میدهد، عوض میگردد. جذب رخ داده توسط انتخاب یک عدد تصادفی و مقایسهٔ آن با ضریب جذب سطح تعریف شده است. وقتیکه جذب رخ میدهد،تعقیب دسته به پایان رسیده است و شیوهٔ یکسانی برای دسته انرژی دیگری تکرار میگردد. وقتیکه تعداد زیادی از دسته‌های انرژی (حدود ۱۰،۰۰۰ الی۵۰،۰۰۰) دنبال شده است و مسیرهای آنها به طور مناسب میانگین‌گیری شده است، قسمتی از انرژی ساطع شده که توسط هر سطح جذب شده است یا از سیستم از طریق روزنه(دهانه) فرار کرده است میتواند تعیین گردد. نتایج بدست آمده توسط روش مونت کارلو در آزمونهای متفاوت از یک تابع پراکندگی(توزیع) از یک محلی نزدیک همسایگی جواب درست به تدریج کم میشود. عدم قطعیت نتایج که به کارایی برنامه و تعداد دسته‌ها بستگی دارد، میتواند از تکنیکهای استاندارد آماری بدست بیاید. جزئیات بیشتر دربارهٔ دیدگاه‌های آماری متفاوتِ روش مونت کارلو میتواند از کتاب هَمِرسلی و هندسکُمب (Hammersley and Handscomb) [۹] بدست آید. کاربردهای مسائل تشعشع گرمایی در منبع [۲] بیان شده است.شبیه‌سازیِ تبادل تشعشعی به روش مونت کارلو میتواند با استفاده از یک ضریب انتقال شناخته شده به عنوان ضریب پخش(توزیع)، تعریف شود.

۱-۴ روشهای بر پایهٔ انعکاسهای چندگانه در داخل حفره

در این بخش دو تا از معروفترین روشهای استفاده شده توسط محققین در اپتیک کاربردی معرفی شده است. قانون کیرشهف برای هر دو این روشها لازم است، که عمومیترین شکل آن، حالاتی است که ضریب صدور یک المان سطح در یک جهت و طول موج داده شده برابر است با قسمتی از تشعشع در آن طول موج که در آن جهت به المان برخورد کرده و جذب شده است.

۱-۴-۱ روش گوف

روش گسترش داده شده توسط گوف(Gouffe) سادهترین روش برای تعیین ضریب صدور حفره است. این روش میتواند برای پردازش حفرههایی که دیوارههای دیفیوز با یک روزنه(دهانه) دارند استفاده شود. یک پرتو از تشعشع برخوردی به المان dw روی دیوارهٔ حفرهٔ مطابق در شکل۱_۲ در نظر بگیرید.



شکل ۲_۱ نمایش حفره برای روش گوف [۱۲] و دوس[۱۳]

قسمتی از این انرژی از طریق دهانه(روزنه)d_O به بیرون حفره منعکس شده است. با فرض یک انعکاس دیفیوز، این قسمت انرژی توسط $(\rho/\pi)\Omega_w^{\cdot}$ داده شده است که $\Omega_w^{\cdot}$ زاویهٔ فضایی(دید) d_O در مقابل dw است.

گـــــوفِ(Gouffe) فرض دیگری را نیز انجام داد مبنی بر اینکه سهـــم انرژیی که در داخل حفره بعـــــد از اولین انعکاس باقیمانده است، $(\rho/\pi)\Omega_w^{\cdot}$-۱ ، به طور یکنواخت در سر تا سر حفره پخش شده است.(این فرض فقط در حالت حفره‌های کروی دقیقاً درست است.) با ادامه دادن روند یکسان استدلال برای انعکاسهای بعدی، او حاصل جمعی برای قسمتهایی از تشعشع که فرار کرده‌اند بدست آورد و از این طریق ضرِیب صدور ظاهری یک حفره را بدست آورد

.

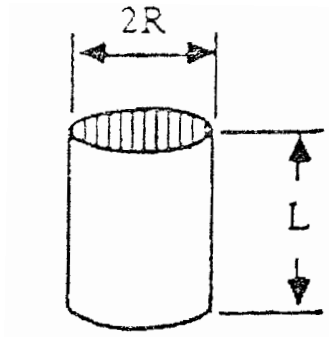
۱-۴-۲ روش دِوس

روش گسترش یافته توسط دِوس(De Vos) [۱۳] پردازش حفره‌هایی با دیواره‌هایی که انعکاسهای وابسته به جهت دارند و حفره‌هایی با چند دهانه(روزنه) را دنبال میکند. این روش بر اساس برآورد اغتشاش در شدت تشعشعی جسم سیاه ناشی از وجود یک سوراخ داخل سطح حفره است. در یک حفرهٔ ایزوترمال کاملاً بسته شدت تشعشعی از یک المان داخل سطح حفره در یک جهت داده شده، شدت تشعشعی جسم سیاه، I_B ، در دمای حفره است. این بدون توجه به خواص سطح حفره درست است. هنگامیکه یک سوراخ(دهانه) در داخل دیوارهٔ حفره ساخته شده است که تشعشع از طریق آن میتواند فرار کند، شدت یک المان سطح از شدت یک جسم سیاه به مقدار وابستگی به خواص سطحی حفره، اندازهٔ دهانه(روزنه)، و موقعیت سطح با توجه به سوراخ کاهش می‌یابد .

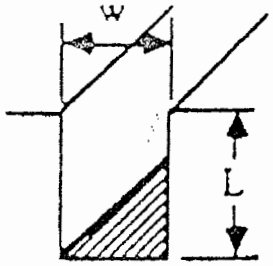
حفرهٔ نشان داده شده در شکل ۱_۲ را دوباره در نظر بگیرید. شدت(intensity) در d_o بواسطهٔ المان dw دو جزء دارد($I_w^{\cdot}$ در شکل۱ _۲). جزء اول فقط از صدور خود dw نتیجه میگردد، در حالیکه جزء دیگر، تشعشعِ المانهای دیگر که از dw در جهت d_o منعکس شده است، می‌باشد. جزء صادر شده به آسانی براساس ضریب صدور و دمای دیوار (که معلومند) تعریف می‌شود. برآورد جزء منعکس شده به معلومات شدت برخوردی I_n^w (incident intensity) برای تمام المانها از قبیـــل n و ضریب انعکاس جزئی ρ_{no}^w (Partial reflectivity) در dw از جهت n به سوی جهت w نیاز دارد. ضریب انعکـــاس جـزئی ρ_{no}^w به عنوان قسمتی از انرژی در زاویهٔ فضایی Ω_w^n (Solid angle) که به سوی d_o توسط dw منعکس شده است بر واحد زاویهٔ فضایی تعریف میگردد. به عنوان یک تقریب مرتبهٔ اول می‌تواند $I_n^w = I_B$ فرض گردد که در آن I_B شدت جسم سیاه است. در مرتبهٔ دوم تقریب شدت بدست آمده از مرتبهٔ اول تقریب میتواند استفاده گردد، و تقریب مرتبهٔ سوم از شدت بدست آمده از تقریب مرتبهٔ دوم استفاده می‌کند، و تا آخر . قدرت ترک کردهٔ حفره و در نتیجه ضریب صدور ظاهری میتواند از شدت برآورد شده در این روش بدست آید. به دلیل پیچیدگی‌ها، که با بالا رفتن مرتبه‌های تقریب افزایش می‌یابد، معمولاً عملیات‌ها(اشتقاق‌ها) تا مرتبهٔ سوم انجام شده‌اند. دو فرض اصلی در روش دِوس این است که شدت در سراسر حفره یکنواخت است، و ضریب انعکـــاس جـزئی dw از یک طرف به طرف دیگر روزنه(دهانه) تغییر نمی‌کند. این فرضیات وقتیکه روزنهٔ حفره کوچک است و یا وقتیکه ضریب صدور دیواره بزرگ است قادر به استدلال است.

۱-۵ گسترشهای تاریخی در پردازش حفره‌های تشعشعی

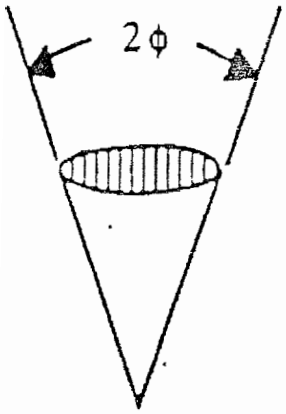
در اینجا ضمن معرفی متداولترین روشهای پردازش حفره‌های تشعشعی، یک بررسی بر کارهای منتشر شده روی پردازش تحلیلیِ ساختارهای متفاوت حفره‌های ویژه ارائه شده است. کانون این بررسی روی کارهای ارائه شده بر پردازش حفره‌های ایزوترمال است. حفره‌های استوانه‌ای، مخروطی و کروی رسم شده‌اند و با توجه به هدف و موضوع این پروژه یک زیر بخش برای هر یک اختصاص داده شده است. شکل (۱_۳) انواع حفره‌هایی که مکرراً بررسی شده‌اند را نشان میدهد. در بخش ۱-۵-۴ کارهای که حفره‌هایی با سطح مقطع ثابت هستند که در طول یک محور داده (Grooves)تحلیلی روی شیارها شده به طور نامحدود امتداد یافته‌اند، بررسی شده است. خواننده باید توجه داشته باشد که واژگان(اصطلاحات) استفاده شده در سر تا سر نوشته‌های این بخش ثابت نیست. برای مثال در بسیاری از حالات ضریب صدور ظاهری به عنوان نسبت رادیوسیتی به توان تشعشعی جسم سیاه در مکان داده شده روی دیوارهٔ حفره تعریف شده است (آن براساس یک کمیت محلی به جای (σT^4) یک کمیت کلی تعریف شده است). در این حالات کمیتی که در این مطالعه ، ضریب صدور ظاهری نامیده شده است مربوط به ضریب صدور ظاهری نیمکره‌ای یا ضریب صدور موثر است.



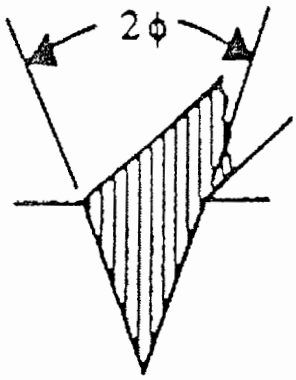
cylindrical cavity



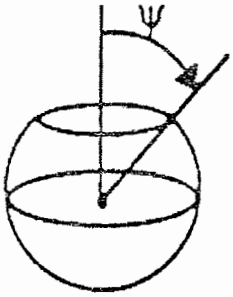
rectangular-groove cavity



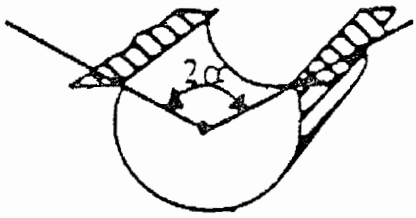
conical cavity



V-groove cavity



spherical cavity



circular-groove cavity

شکل۱-۳ اشکال مختلفی از حفره ها

۱-۵-۱ حفره‌های استوانه‌ای

یکی از نخستین کارهای گزارش شده روی حفره‌های استوانه‌ای از آن باکلی(Buckley) است. او ابتدا حفره‌هایِ استوانه‌ای دیفیوز با دو انتهای باز را مطالعه کرد. او یک معادلهٔ انتگرالی با استفاده از فرمولهای تبادل تشعشعی رایج بدست آورد و یک راه حل تقریبی به شکل یک عبارت نمایی دو جمله‌ای ارائه کرد. او همچنین پیش‌بینی کرد که رادیوسیتیِ نزدیک دهانهٔ حفره متناسب با $\varepsilon^{1/2}$ است، که ε ضریب صدور دیواره است. در مقاله‌های بعدی او پردازش خود را برای حفره‌های استوانه‌ای که در یک انتها بسته شده است، گسترش داد و حلش را با ارائهٔ یک عبارت که شامل یک جملهٔ تک نمایی بود بهبود داد. گوف و دِوس راه‌حلهای تقریبی برای این مسئله با استفاده از روشهای خلاصه شده در قبل پیدا کردند.

نخستین نتایج دقیق توسط اسپارو و آلبِرس(Sparrow and Albers) گزارش شده است، که حفره‌های استوانه‌ای دیفیوز با طول نامتناهی را در نظر گرفتند و معادلهٔ انتگرالی را با تکرار حل کردند. آنها نشان دادند که رادیوسیتی محلی در دیوارهٔ حفره با افزایش فاصلهٔ داخل حفره نزدیک رادیوسیتی محلی یک جسم سیاه است. آنها همچنین نتیجه‌گیری ارائه شده توسط باکلی را مبنی بر آنکه رادیوسیتی نزدیک دهانهٔ حفره متناسب با $\varepsilon^{1/2}$ است، اثبات کردند. اسپارو و همکاران این کار را برای حفره‌های استوانه‌ای دیفیوز با طول محدود گسترش دادند. آنها با حل معادلهٔ انتگرالی با استفاده از یک روش عددی دقیق توزیع شار حرارتی محلی و رادیوسیتی را در طول سطح پیدا کردند. آنها همچنین خاصیتهای انتقال حرارت کلیِ حفره‌های استوانه‌ای را برای سطوح و پارامترهای هندسی مختلف بدست آوردند. در مقام مقایسه آنها نشان دادند که نتایج باکلی وقتیکه حفره کم عمق است یا وقتیکه ضریب صدور دیوار کم است دارای اشتباه است. نتایج آنها یک دگرگونی چشمگیرِ رادیوسیتی را روی

دیوار سیاه برای حفره‌های کم عمق نشان میدهد. این دگرگونی وقتیکه حفره بلندتر می‌شود کمتر میگردد. نتایج آنها همچنین یک ناپیوستگی(گسستگی) برای توزیع شار حرارتی محلی در محل اتصال قاعدهٔ حفره و دیوار کناری حفره نشان میدهد که آن به یک تکنیک برون‌یابی برای دستیابی به راه حلهای عِددی معادلات انتگرالی نزدیک این ناپیوستگی‌ها احتیاج دارد. پیوی(Peavy) یک روش که از کاربرد اعمالی مانند تکنیک برون‌یابی جلوگیری می‌کند را ارائه کرد.

کویین(Quinn) مقایسه‌ای از نتایج بدست آمده توسط اسپارو و همکاران، گوف، باکِلی و نتایج خودش که با بهبود روش دِوس برای ضرایب صدور ظاهری در طول حفره‌های استوانه‌ای بدست آمده بود را ارائه کرد. مقایسهٔ او نشان داد که تمام نتایج خودش به خوبی با نتایج دقیق اسپارو و همکاران شبیه است، نتایج بدست آمده توسط روش گوف کمتر و نتایج مربوط به باکِلی دقیقتر از نتایج اسپارو و همکاران هست. او همچنین اعلام کرد که نتایج تجربی چندین تحقیق، مخصوصاً نتایج ولمِر (Vollmer) به خوبی با نتایج بدست آمده توسط اسپارو و همکاران و گوف مشابه است.

حالت حفره‌های استوانه‌ای با دیواره‌های انعکاس آیینه‌ای برای اولین بار توسط کریشنان بررسی شد، او ضریب صدور ظاهری را بر اساس روش برمان، سیمون و زیمان (Berman, Simon and Ziman) برای حفره‌های استوانه‌ای با دو انتهای باز را ارائه کرد. یک خطا در فرمول اصلی او رخ داد که او در مقالهٔ انتشار یافتهٔ بعدی آنرا تصحیح کرد. او بر اساس نتایج خود بیان کرد که حالت متفاوت حفره‌های دیفیوز، تشعشع صادر شده توسط حفره‌های آیینه‌ای وقتیکه حفره بلندتر میگردد به تشعشع صادر شده توسط جسم سیاه نزدیک میگردد، و آن نزدیکی به تشعشع جسم سیاه روی تمام زاویهٔ دید 2π باقی می‌ماند. او همچنین نشان داد که ضرایب صدور ظاهری حفره‌ها با دو انتهای باز بطور نزدیکی با ضرایب صدور ظاهری حفره‌ها با یک انتهای باز و یک انتهای بسته رابطه دارد.

لین و اسپارو برای ایجاد کاربرد ضریب تبادل، فرمول تبادل تشعشعی را برای بدست آوردن خصوصیات انتقال حرارت محلی و کلیِ حفره‌های استوانه‌ای با دیواره‌های انعکاس آیینه‌ای در گسترهٔ وسیعی از پارامترهای هندسی و تشعشعی بکار بردند. اسپارو و لین با اقتباس از مدل سِبان (Seban s model) محاسبات مشابه را برای حفره‌های استوانه‌ای با دیوارهای دیفیوز آیینه‌ای(diffuse-specular) انجام دادند. ویلیام(C. S. Williams) نشان داد که فرمول کریشنان(Krishnan s formula) برای ضریب صدور ظاهری حفره‌های استوانه‌ای با دیوارهای انعکاس آیینه‌ای بعد از برخی برازش‌ها میتواند به فرمول لین و اسپارو خلاصه گردد. همانطور که دیده شد ضریب صدور ظاهری همواره بزرگتر از ضریب صدور دیوار حفره است. این پدیده ((اثر حفره (Cavity effect))) است که با کم عمق شدن حفره ضریب صدور ظاهری به ضریب صدور دیوار نزدیک میگردد. به طور کلی یک حفرهٔ آیینه‌ای ضریب صدور ظاهری بالاتری از ضریب صدور ظاهری حفرهٔ دیفیور مشابه دارد.

برخی از بررسی‌ها برای حفره‌های استوانه‌ایی داده شده است که روزنهٔ(دهانهٔ) آنها بطور جزیی بوسیلهٔ یک سپر(نورگیر) مسدود شده است. این نوع حفره نسبت به حفره‌های بدون نورگیر(سپر)، بهتر به عنوان جسم سیاه رفتار میکند. راه حلهای تقریبی برای ضرایب صدور ظاهری حفره‌های استوانه‌ای سپردار توسط گوف ، کویین و فاسِل ارائه شده است. آلفانو با کاربرد روش معادلهٔ انتگرالی، حل دقیقی برای توزیع رادیوسیتی در سر تا سر دیوارِ یک حفرهٔ استوانه‌ای سپردار را بدست آورد. نتایج او نشان میدهد که وقتیکه روزنه کوچکتر میگردد رادیوسیتی یکنواخت‌تر شده و افزایش می‌یابد. او همچنین نشان داد که نتایج تقریبی گوف و کویین به خوبی با نتایج دقیقِ حالتی که او بررسی کرده بود، مشابه است. محاسبات،انتقال حرارت کلی(ضریب صدور ظاهری) حفره‌های استوانه‌ای سپردار توسط اسپارو و همکاران با کاربرد یک روش مفید و موثر مونت کارلو انجام شده است. آنها در تحقیقشان دو حالت حفره‌های با سپرهای تابشگر و غیر تابشگر(دمای پایین) را بررسی کردند و نشان

دادند که سپرهای تابشگر مقدار ضریب صدور ظاهری بالاتری نسبت به سپرهای غیر تابشگر مشابه تولید میکنند. آنها همچنین یافتند که وقتیکه روزنه کوچکتر می‌شود ضریب صدور ظاهری بزرگتر می‌شود و اثر روزنه برای حفره‌های کم عمق بیشتر از حفره‌های عمیق است.

لین و اسپارو آنالیز تبادل تشعشعی در یک حفرهٔ انعکاسی آیینه‌ای استوانه‌ای توسط یک دسته پرتو موازی مایل عبوری از میان روزنهٔ حفره را انجام دادند. آنها نتایج را برای جذب انرژی کلی و برای توزیع سطحی انرژی جذب شدهٔ محلی بدست آوردند. نتایج آنها برای جذب کلی حفره نشان میدهد که این نوع حفره بهتر جذب میکند وقتیکه جهت تشعشع موازی شده موازی با صفحهٔ روزنه باشد.

۱-۵-۲ حفره‌های مخروطی

رفتار تشعشعی حفره‌های مخروطی برای اولین بار توسط گوف در داخل چهارچوب تئوری تقریبی او انجام شد. اسپارو و جانسون(Sparrow and Johnson) با استفادهٔ روش تبادل تشعشعی، اولین محاسبات عددی دقیق را روی رفتار تشعشعی حفره‌های مخروطی دیفیوز انجام دادند. آنها هر دو حالت یک دمای دیوارهٔ داده شده(یکنواخت) و یک شار حرارتی داده شدهٔ دیوار(یکنواخت) را بررسی کردند. در حالت قبل، آنها توزیع رادیوسیتی محلی را در طول دیوارهٔ حفره بدست آوردند، هر چند که در حالت آخری آنها توزیع دما در طول دیوارهٔ حفره را بدست آوردند. آنها همچنین ضریب صدور ظاهری حفره‌های مخروطی دیفیوز را برای محدودهٔ وسیعی از زاویه‌های بازشدگی مخروط و ضرایب صدور سطح را مشخص کردند.و آنها پس از مقایسه نشان دادند که محاسبات گوف دارای یک خطای بزرگ می باشد. اسپارو و لین این کار را تا حالت عمومی حفره‌های مخروطی که دیواره‌های دیفیوز آیینه‌ای دارند با کاربرد ضریب تبادل گسترش داد. راه حلهای تقریبی برای معادلات انتگرالی که بر

اساس فرمول تبادل تشعشعی حفره‌های مخروطی دیفیوز بدست آمده است توسط شیرلی و ایرلی (Shirely and Eberly) بررسی شده‌اند. تکنیک تقریب آنها برای بخش داخلی مخروطهای نازک که رادیوسیتی محلی نزدیک تشعشع جسم سیاه است بسیار خوب است.

در حفره های مخروطی تمام حالات کاهش اندازهٔ زاویهٔ بازشدگی مخروط باعث افزایش ضریب صدور ظاهری میگردد. رفتار حفره‌های مخروطی وقتیکه زاویهٔ بازشدگی مخروط نزدیک صفر است، شبیه رفتار حفره‌های استوانه‌ای بینهایت است. به بیان دیگر ضریب صدور ظاهری برای حفره‌های آیینه‌ای نزدیک یک است در حالی که ضریب صدور ظاهری برای حفره‌های دیفیوز به مقدار حدی کمتر از یک نزدیک میگردد. ضریب صدور ظاهری در حالت حدی دیگر که مطابق با زاویهٔ بازشدگی مخروط ۱۸۰° است، به ضریب صدور دیواره نزدیک می‌گردد. ضریب صدور ظاهری با مرتبهٔ ضریب آیینه‌ای (Degree of specularity) افزایش می‌یابد. به هر حال منحنی‌های مشابه با حالتی که دیوار حفره نیمه دیفیوز و نیمه آیینه‌ای است در وسط راه میان منحنی‌های مشابه برای مجموع حالات دیفیوز و آیینه‌ای فرود می‌آید. ضریب آیینه‌ای(Specularity) دیوارهٔ حفره وقتیکه زاویهٔ بازشدگی حفره، ϕ، بزرگتر از ۴۰° است، در تعیین مقدار ضریب صدور ظاهری بی‌اهمیت میگردد.

یوشیکا(Yoshika) یک روش تکرار را برای تعیین ضریب صدور ظاهری حفره‌های مخروطی سپردار و بدون سپر با دیوارهای دیفیوز گسترش داد. او همچنین ضریب انعکاس(Reflectivity) کلی حفره را از یک سری که شامل توانهایی از ضریب انعکاس دیوار است بدست آورد.

روش مونت کارلو همچنین توسط پُلگار و هاول(Polgar and Howell) [۲۵] برای مسئلهٔ تعیین سازی ضریب انعکاس تشعشعی جهت‌دار ظاهری و ضریب جذب یک حفرهٔ مخروطی با دیوارهای انعکاس دیفیوزی بکار رفته است. آنها این مسئله را برای حالات مختلف زاویهٔ بازشدگی مخروط،

ضریب جذب سطح و زاویهٔ تشعشع برخوردی مطالعه کردند. نتایج آنها نشان میدهد که برای زوایای کوچک مخروط، تشعشع یک گرایش قوی به انعکاس به داخل جهت تشعشع برخوردی دارد.

۱-۵-۳ حفره‌های کروی

خصوصیات تشعشعی حفره‌های کروی با دیوارهای انعکاس دیفیوزی با جزئیات وسیعی توسط اسپارو و جانسون با استفاده از تبادل تشعشعی آنالیز شده است. اسپارو و جانسون نشان دادند که ضریب جذب ظاهری، ضریب صدور ظاهری و توزیع محلی رادیوسیتی توسط فرمولهای سادهٔ متناهی که شبیه یکدیگر هستند داده شده است. آنها همچنین نشان دادند که جذب انرژی تشعشعی بوسیلهٔ حفره‌های کروی مستقل ازجهتی است که تشعشع وارد حفره میگردد.

قبل از کار اسپارو و جانسون، جِنسِن(Jensen) صدور تشعشعی یک کلاهک کروی را در فرمولهای خالص انتقال حرارت تابشی خودش بین دو جسم آنالیز کرده است. دِوس و گوف نیز فرمولهای تقریبی خودشان را برای بدست آوردن تشعشع ترک کردهٔ یک حفرهٔ کروی دما ثابت با دیوارهای دیفیوز بکار بردند. آنچه که باید یادآوری گردد این است که فِکتائو(Fectau) اثبات کرده است که روشهای تقریبی که توسط گوف و دِوس گسترش داده شده است برای حالت حفره‌های کروی دارای دیوارهای دیفیوز دقیق می‌باشد.

خصوصیات صدور حفره‌های کروی با دیوارهای نسبتاً آیینه‌ای برای نخستین بار توسط دِوس بررسی شده است. دِوس سه نوع از سطوح نسبتاً آیینه‌ای را در نظر گرفت. محاسبات مشابه توسط ادوارد (Edward) نیز انجام شده است. کامپارو و ریکُلفی مدل دِوس را با برخی از بهبودها بکار بردند و ضریب صدور ظاهری حفره‌های کروی را برای سه نوع از سطوح نسبتاً آیینه‌ای که توسط دِوس در نظر

گرفته شده بود بدست آوردند. نتایج گزارش شدهٔ آنها ضریب صدور ظاهری را برای حالتی که ضریب صدور دیوار حفره ۰.۴ است به عنوان یک تابع از نسبت شکلی میدهد(آنها نسبت شکلی برای یک حفرهٔ کروی را به عنوان نسبت قطر کره به شعاع دیسک دوار فرضی کشیده شده در سراسر روزنه(دهانه) تعریف کردند). یک نتیجه جالب که با توجه به نتایج بدست آمد این است که حداقل برای حالت نشان داده شده ضریب صدور ظاهری حفره‌های کروی با آیینه‌ای‌تر شدن دیواره‌های حفره کاهش می‌یابد. این رفتار برخلاف رفتار حفره‌های استوانه‌ای و مخروطی و دیگر حفره‌هایی که مطالعه شده است می‌باشد. خصوصیات جذب حفره‌های نیمکره‌ای با دیواره‌های دیفیوز آیینه‌ای توسط سافوات (Safwatt) با استفاده از روش تبادل تشعشعی آنالیز شده است. او هر دو حالتی که تشعشع دیفیوز از طریق روزنهٔ حفره وارد می‌شود و همینطور حالتی که تشعشع موازی شده در یک جهت عمود بر صفحهٔ روزنه وارد میگردد را بررسی کرد.

۱-۵-۴ شیارها

اسپارو و جانسون مقدار انرژی جذب شده را وقتیکه یک اشعه از تشعشع خارجی وارد یک حفرهٔ شیار-مستطیلی با دیوارهای کاملاً آیینه‌ای و کاملاً دیفیوز میگردد محاسبه کردند. آنها حالاتی که در آن اشعه‌های ورودی به صورت دیفیوز در سراسر دهانه پخش شده است و حالتی که در آن انرژی به صورت تشعشع موازی شده به حفره وارد میشود را بررسی کردند. آنها محاسباتشان را برای مقادیر مختلفی از شرایط سطح، عمق حفره و توزیع انرژی برخوردی انجام دادند. نتایج آنها نشان میدهد که اشعهٔ ورودی دیفیوز را، یک حفرهٔ آیینه‌ای بیشتر از یک حفرهٔ دیفیوز جذب میکند. برای حالتِ اشعهٔ موازی شدهٔ برخوردی، مقایسهٔ میان یک حفرهٔ دیفیوز و یک حفرهٔ آیینه‌ای به زاویهٔ برخوردی تشعشع

بستگی دارد. مقایسهٔ میان منحنی‌های خصوصیات صدور کلی از یک حفرهٔ استوانه‌ای و یک حفرهٔ شیار-مستطیلی نشان میدهد که دو حفره بسیار مشابه رفتار میکنند.

اسپـــــارو و جانسون یک آنالیز مشابه با آنچه که برای حفره‌های شیار-مستطیلی بکار بردند، برای خصوصیاتِ جذب حفره‌های شیار V انجام داده‌اند. نتایج آنها نشان میدهد که وقتیکه زاویهٔ میان دو سطحی که حفره را میسازند کوچک میگردد، ظرفیت جذب انرژی یک حفرهٔ آیینه‌ای بسیار بزرگتر از یک حفرهٔ دیفیوز است و هنگامیکه این زاویه بزرگتر میگردد برتری نسبی حفرهٔ آیینه‌ای کاهش می‌یابد. برای زوایای بزرگ برخی حالاتی وجود دارد که در آن حفرهٔ دیفیوز در جذب تشعشع برتر باشد. به طور بسیار جالبی رفتار حفره‌های شیار V بسیار شبیه حفره‌های مخروطی است.

اسپارو خصوصیات جذب حفره‌های شیار دایره‌ای با دیوارهای کاملاً دیفیوز یا کاملاً آیینه‌ای را آنالیز کرد. آنالیز او تنها حالتی که انرژی ورودی به حفره مانند یک تشعشع موازی شده است را در نظر میگیرد. او نشان داد که وقتی دیوارهای حفره دیفیوز هستند، جهت تشعشع برخوردی هیچ نقشی در جذب تشعشع توسط حفره ندارد. از طرف دیگر وقتیکه دیوارهای حفره آیینه‌ای هستند جذب به صورت گسترده به جهت تشعشع ورودی بستگی دارد. برتری نسبی یک حفرهٔ آیینه‌ای بر یک حفرهٔ دیفیوز برای جذب انرژی تشعشعی به اندازهٔ دهانه و جهت پرتوهای ورودی بستگی دارد. نتایج بدست آمده برای حفره‌های کروی در این پروژه یک رفتار مشابه را پیشنهاد میکند که با اغلب حفره‌های دیگر غیر مشابه است.

در تلاشی برای بررسی نقش بی‌نظمی‌های سطح در خصوصیات جهت‌دار ضرایب جذب و ضرایب انعکاس سطح، هاول و پِرموتِر ضریب صدور جهت‌دار ظاهری و ضریب انعکاس حفره‌های شیاری آیینه‌ای را با یک سطح مقطع مثلث قائم‌الزاویه آنالیز کردند. آنها یک روش برای آنالیزِ اساسِ بازتاب‌های سطوح ارائه کردند. آنها بر اساس نتایج خود استنباط کردند که خواص تشعشعی جهت‌دار

یک سطح داده شده به صورت بسیار قوی به ساختار ماکرسکوپی محلی سطح بستگی دارد که در قیاس با طول موج انرژی تشعشعی بزرگ فرض میگردد. کانایاما(Kanayama) این مسئله را کمی بیشتر بررسی کرد و فرض کرد که زبری یک سطح از حفره‌های شیارV و شیار دایره‌ای تشکیل شده است. او یک محاسبهٔ تئوریکی برای صدور جهت‌دار ظاهریِ سطوح زبر ساده شده به صورت یک مسئلهٔ دو بعدی را انجام داد. او همچنین ضریب صدور جهت‌دار یک نمونهٔ آلومینیومی را اندازه گرفت و سازگاری کافی با مقادیر محاسبه شده را بدست آورد.

در ادامهٔ این کارها ، پرموتر و هاول امکان طراحی سطوحی که ضریب صدور(و ظریب جذب) بالایی در یک جهت مورد نظر و ضریب صدور (ضریب جذب) کم در جهات دیگر را دارند، را بررسی کردند، که این سطوح میتواند برای کنترل انتقال حرارت به یک جهت مورد نظر استفاده گردند. طرح آنها مشتمل بر یک سطح با تعداد زیادی از حفره‌های شیاری V بود. این حفره‌ها یک قاعدهٔ سیاه مستقر شده در یک فاصلهٔ اختیاری از نوک شیار دارند، و دو سطح دیگر سازندهٔ حفره به شدت آیینه‌ای با ضریب انعکاس نزدیک یک بودند. این نوع از سطوح گسیلش بسیار قوی و یکنواخت در جهات نزدیک به نرمال سطح(عمود بر سطح) و گسیلش بسیار ضعیف در جهات نزدیک موازی با سطح دارند. انتقال خیلی سریع در یک زاویه رخ میدهد که به هندسهٔ حفره بستگی دارد. بلک و شوانهالس (Black and Schoenhals) آنالیز جامعتری برای این نوع حفره انجام دادند که امکان داشتن ضرایب انعکاس کمتر از یک در سطوح جانبی و محاسبات توزیع رادیوسیتی در طول سطوح جانبی را دارد. آنها دریافتند که برای یک هندسهٔ ثابت وقتیکه ضریب انعکاس کناره‌ها بالا میرود ضریب صدور ظاهری حفره بیشتر وابسته به جهت میگردد. در مطالعات بعدی بلک(Black) خصوصیات جهت‌دار انرژی ساطع شده توسط یک شیار V و یک حفرهٔ شار مستطیلی را مقایسه کرد. او استنباط کرد که انرژی

ساطع شده توسط حفره‌های شیار مستطیلی در جهت موازی با دهانهٔ حفره متمرکز شده است در حالیکه بر خلاف آن، حفره‌های شیاری V اشعهٔ ساطع شده را در جهت نرمال متمرکز میکنند.

توزیع ضریب صدور ظاهـــــری از یک سو به سوی دیگر شکاف نازک یک حفرهٔ شیار دایره‌ای با دیـوارهـای آیینه‌ای توسط خُلُپُو(Kholopov) بر اســـاس ((مدل انعکاس به صورت منفی (negatively reflecting method))) بررسی شده است. آنالیز او بوسیلهٔ بررسی دقیق این نوع از حفره‌ها برای برآورد تجربیِ ضرایب صدورِ موادِ رسانایِ الکتریکیِ ترغیب شده بود. حفره از موادی که ضریب صدور آن مشخص است، ساخته میگیرد. نسبت تشعشع متصاعد شده توسط دیوار به تشعشع متصاعد شده از میان شکاف توسط حفره که برای سیاه مطلق مطالعه شده است، ضریب صدور ماده را میدهد. محاسبات او نشان میدهد که برای ضرایب صدور کم و شکافهای خیلی باریک، تشعشع متصاعد شده توسط حفره در سر تا سر شکاف بطور گسترده تغییر میکند و مکانهایی در جلوی شکاف وجود دارد که در آن انرژی متصاعد شده توسط حفره به انرژی متصاعد شدهٔ یک جسم سیاه نزدیک است.

فصل۲_ تئوری تحقیق و بررسی روش مونت کارلو

۲_۱ نقش گازها در انتقال حرارت تشعشعی

تشعشع گازها در بسیاری از مسائل مهندسی نقش اساسی دارد و اصولاً هرگاه با دماهای بالا در محیطی روبرو باشیم پدیده تشعشع نقش بیشتری نسبت به حالات دیگر انتقال حرارت پیدا می کند و عدم لحاظ نمودن نقش تشعشع باعث مدل نمودن نادرست مسائل میگردد. در مورد گازهای داغ نیز چنین وضعیتی وجود دارد و نقش آنها در تشعشع بایستی منظور گردد. حتی اگر گازهای موجود در یک سیستم داغ هم نباشد (یعنی تشعشع خروجی از آنها قابل چشم پوشی باشد) ولی خواص تشعشعی آنها غیرقابل اغماض باشد باز هم باید اثر گاز را بر تبادل تشعشعی سایر اجزاء سیستم لحاظ نمود.

از مسائل علمی که در آن تشعشع گاز جلوه مینماید تجزیه و تحلیل تشعشعی محفظه احتراق و شیپوره راکتها می‌باشد چون در چنین سیستمهایی دمای گاز موجود بالا بوده و انتقال حرارت تشعشعی میتواند بر شار حرارتی بدنه شیپوره و اتاق احتراق تأثیر فراوانی بگذارد گازهای حاصل از احتراق معمولاً از نوع گازهای درخشان(Luminous) هستند یعنی در آنها ذرات جامدی از قبیل دوده وجود دارد به هنگام احتراق سوختهای جامد علاوه بر دوده ذرات جامد اکسید آلومینیوم نیز تولید خواهند شد و درنتیجه درجه درخشش بسیار بالا خواهد بود.

اگر ذرات جامد موجود در گاز زیاد باشد این ذرات اثر بسیاری بر تشعشع گاز خواهند گذاشت. به هنگام احتراق سوختهای فسیلی سنگین و سوخت جامد وضعیت چنین است. اگر چگالی و اندازه ذرات جامد اندک باشد (یا اینکه اصلاً ذرات جامدی در گاز موجود نباشد) گاز را غیر درخشان

می‌نامند. اثر تشعشعی اینگونه گازها فقط بخاطر وجود اجزاء متشکله آنهاست. محصولات ناشی از احتراق سوختهای هیدروکربنی در فشارهای پائین را میتوان از نوع غیر درخشان به حساب آورد[۲].

۲_۱_۱ خواص تشعشعی گازها

خواص تشعشعی گازها کمیتهائی هستند که چگونگی و میزان اثرگذاری گازها را بر انتقال حرارت تشعشعی تعیین میکنند. لذا برای معرفی این خواص مناسب است که ابتدا چشم اندازی کلی از انواع تأثیرات گازها بر انتقال حرارت تشعشعی ارائه گردد .

به طور کلی وجود گاز در یک سیستم بوسیله دو مکانیزم کلی ذیل، میزان توزیع حرارت را در سیستم متأثر میسازد :

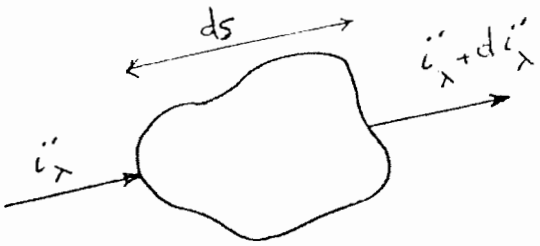
۱- مکانیزم میراسازی

۲- مکانیزم تابش

برای توصیف مکانیزم میراسازی توده کوچک گازی نشان داده شده در شکل(۲_۱) را که در مسیر پرتو انرژی تشعشعی با شدت i'_λ قرار دارد را در نظر بگیرید.

در این صورت انرژی خروجی از توده گاز (که به ضخامت ds در نظر گرفته شده) به اندازه di'_λ با ورودی متفاوت میباشد. یعنی می توان ضریبی مثل K تعریف نمود طوری که :

$$d\, i'_\lambda = - K_\lambda \,.\, i'_\lambda dS \qquad (۲-۱)$$



شکل ۲_۱ تاثیر المان گاز بر روی پرتو ورودی

که K_λ ضریب میرائی(Extinction) نامیده می شود و دارای مقدار مثبت است. در نتیجه با توجه به علامت منفی موجود در طرف دوم رابطه (۱-۲) در می‌یابیم که شدت i'_λ در خلال عبور از گاز دائماً کاهش می‌یابد. کاهش i'_λ را میتوان معلول دو پدیده ((جذب)) و ((پراکنش)) انرژی دانست.

منظور از پدیده جذب، جذب شدن بخشی از انرژی حمل شده پرتو مورد بحث بوسیله توده گاز واقع در هر نقطه مسیر پیموده شده است. منظور از پدیده پراکنش نیز پراکنده شدن بخشی از انرژی پرتو در اثر برخورد با ذرات تشکیل دهنده گاز در هر نقطه از مسیر می‌باشد. این پراکندگی در هر نقطه از مسیر صورت میپذیرد. با توجه به مطلب اخیر می توان ضریب میرائی K_λ را متشکل از دو ضریب مجزای دیگ. دانست که یکی سهم پدیدهٔ جذب را بر میزان میراسازی مشخص میکند و دیگری سهم پدیده پراکنش را بیان می‌نماید. اگر این دو ضریب را با α_λ و $\sigma_{S\lambda}$ نمایش دهیم خواهیم داشت :

$$K_\lambda = \sigma_{S\lambda} + \alpha_\lambda \qquad (۲-۲)$$

در نتیجه رابطه (۱-۲) بصورت زیر در می آید :

$$d\, i'_\lambda = -(\sigma_{S\lambda} + \alpha_\lambda)\, i'_\lambda \,.\, dS \qquad (۲-۳)$$

قبل از اینکه به توضیح مکانیزم تابش گاز بپردازیم اجازه دهید تأثیر پدیده موضعی میراسازی در طول یک دیفرانسیل dS از مسیر پرتو را به بخشی از مسیر پرتو و بطول محدودS تعمیم دهیم.

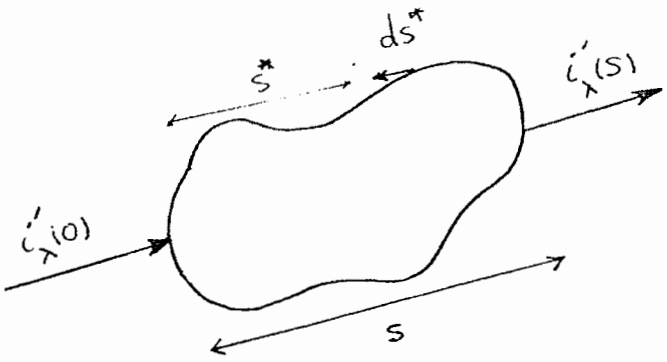
بدین منظور شرایط نشان داده شده در شکل (۲-۲) را در نظر بگیرید. در این صورت با بکاربردن روابط (۲-۱) و (۲-۲) برای هر جزء دیفرانسیلی گاز که در مسیر پرتو مورد بحث قرار گرفته است و انتگرالگیری از این نتایج خواهیم داشت :

$$i'_\lambda(S) = i'_\lambda(\cdot)\exp[-\int_{\cdot}^{S} K_\lambda(S^*)\,dS^*]$$

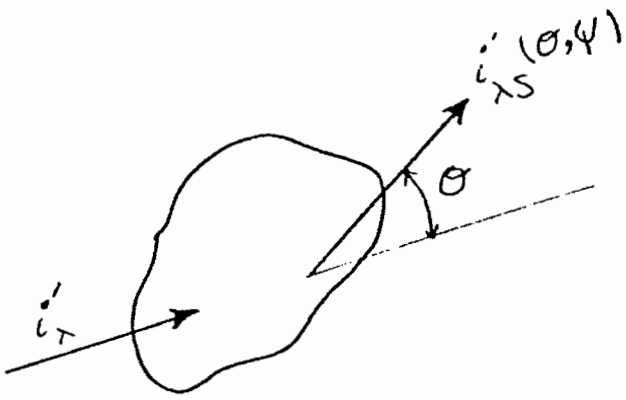
$$= i'_\lambda(\cdot)\exp[-\int_{\cdot}^{S} (\sigma_{S\lambda}(S^*) + \alpha_\lambda(S^*))\,dS^*] \qquad (۲-۴)$$

با توجه به رابطه (۲-۴) در می‌یابیم که شدت انرژی تشعشعی هر پرتو در مسیر خود حین گذر از تو ه گاز بطور نمائی کاهش می‌یابد.

همانطوری که گفته شد پدیده پراکنش موجب می شود که درصدی از انرژی پرتو گذرنده از هر نقطه از توده گاز در تمامی جهات پراکنده شود که عدد $\sigma_{S\lambda}$ در واقع مبین همین درصد است. لیکن به هیچ وجه اطلاعاتی در خصوص توزیع جهتی انرژی پراکنده شده بدست نمی دهد. برای جبران این نقیصه از مفهومی بنام تابع فاز(Phase function) استفاده میشود که میتوان آن را با توجه به شکل (۶) بعنوان بخشی از انرژی پراکنده شده در توده بسیار کوچک گاز که به جهت (θ,φ) نسبت به راستای پرتو ورودی منحرف شده است بیان نمود. با توجه به این تعریف میتوان نوشت :



شکل۲-۲ تاثیر توده گاز به عرض محدود S بر روی پرتو ورودی



شکل ۲-۳ پراکنش انرژی توسط گاز

$$\phi(\theta,\varphi)= \frac{di'_{\lambda S}(\theta,\varphi)}{(1/4\pi)\int_{\Omega=4\pi} di'_{\lambda S}(\theta,\varphi)\, d\Omega} \qquad (۲\text{-}۵)$$

که در آن $di'_{\lambda S}(\theta,\varphi)$ بیانگر میزان انرژی منحرف شده به درون واحد زاویه فضائی حول جهت (θ,φ) بوده و Ω نیز معرف زاویه فضائی میباشد. با استفاده از این رابطه :

$$d\Omega = \sin\theta\, d\theta\, d\varphi$$

رابطه (۲-۵) را میتوان بصورت زیر نوشت :

$$\phi(\theta,\varphi)= \frac{di'_{\lambda S}(\theta,\varphi)}{(1/4\pi)\int_{0}^{2\pi}\int_{0}^{\pi} di'_{\lambda S}(\theta,\varphi)\sin\theta\, d\theta\, d\varphi} \qquad (۲\text{-}۶)$$

چنانچه پراکنش انرژی بگونه‌ای باشد که $\phi(\theta,\varphi) = 1$ در این صورت پراکنش از نوع ایزوتروپ خواهد بود. اینکه زاویه φ نسبت به کدام راستا اندازه‌گیری شود مهم نیست چرا که تابع فاز نسبت به φ تقارن

داشته و میتوان چنانکه در بسیاری از متون متداول است تابع فاز را بصورت $\phi(\theta)$ نشان داد. با توجه به تعریف تابع فاز بسادگی میتوان نشان داد که این تابع همواره بایستی در رابطه زیر صدق نماید :

$$\int_{0}^{2\pi}\int_{0}^{\pi} \phi(\theta) \sin\theta \, d\theta \, d\varphi = 1 \qquad (2\text{-}7)$$

بحث در مورد مکانیزم میراسازی را در همینجا خاتمه داده و به معرفی اجمالی مکانیزم دوم یعنی مکانیزم تابش گاز می‌پردازیم. همانطوری که میدانیم تمام مواد تحت هر شرایطی از خود انرژی تشعشعی صادر میکنند که این انرژی متناسب با توان چهارم دمای مطلق آنهاست و گازها نیز از چنین قاعده‌ای مستثنی نیستند. لذا در صورتی که دمای گازهای موجود در یک سیستم تشعشعی به اندازه کافی بالا باشد انرژی تحت عنوان ((اثر تابشی گاز)) شناخته میشود که مکانیزم پیچیده‌ای داشته و با استفاده از اصل تعادل ترمودینامیکی بررسی میشود[۲].

۲_۱_۲ گاز خاکستری

گاز خاکستری گازی است که خواص تشعشعی آن تابع طول موج نباشد. اگر خواص تشعشعی گاز مثلاً ضریب جذب α تابعی از طول موج باشد فرض خاکستری بودن گاز فرضی دور از واقعیت است اما حالات عملی بسیاری یافت میشوند که در آن خواص تشعشعی گاز را میتوان در بخشهائی از طیف طول موج ثابت گرفته و در نتیجه گاز را در این نواحی خاکستری فرض نمود . همچنین اگر تغییرات خواص تشعشعی گاز نسبت به طول موج در سرتاسر طیف اندک باشد میتوان از یک مقدار متوسط برای خواص مزبور استفاده کرد. در گازهایی که با ذرات جامد همراه باشند خاکستری فرض کردن گاز فرض معقول بوده و بسیار متداول است.

۲ _ ۲_ فرمولاسیون تشعشعی محفظه‌ها با استفاده از ضرائب توزیع

۲_۲_۱_ پیشگفتار

در تجزیه و تحلیل تشعشعی محفظه‌ها ضرائب انتقال حرارت گوناگونی مورد استفاده قرار میگیرند. ساده‌ترین و شناخته شده‌ترین این ضرائب انتقال، همان کمیت آشنای ضریب شکل می‌باشد که میتوان در بررسی محفظه‌های خالی (یا بدون گاز مؤثر) در صورتی که انعکاس از سطوح محفظه از نوع انعکاس دیفیوز باشد بخوبی از آن بهره برد. در این مقوله ضریب انتقال حرارت بسیار مفید دیگری مرسوم به ضریب توزیع مطرح میگردد. این کمیت اولین بار برای محفظه‌های خالی تعریف و مورد استفاده قرار گرفت. لیکن بعدها در مورد محفظه های حاوی گاز نیز تعمیم و مورد استفاده قرار گرفت.

۲_۲_۲_ ضرائب توزیع در محفظه‌های بدون گاز

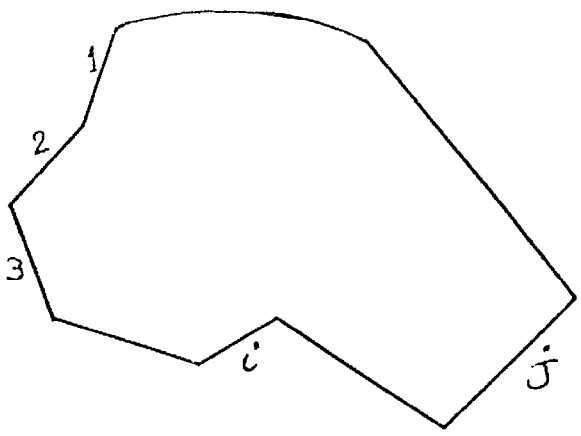
محفظه N سطحی نشان داده شده در شکل(۲ _۴) را در نظر بگیرید. در اینجا فرض میکنیم محفظه تهی از گاز بوده و هر سطح از آن دارای مساحت A_i دمای T_i و ضریب صدور ε_i و ضریب انعکاس دیفیوز و آئینه‌ای به ترتیب برابر با ρ_i^D و ρ_i^S باشد. بدیهی است که داریم :

$$\alpha_i = ۱ \quad (\rho_i^S + \rho_i^D)$$

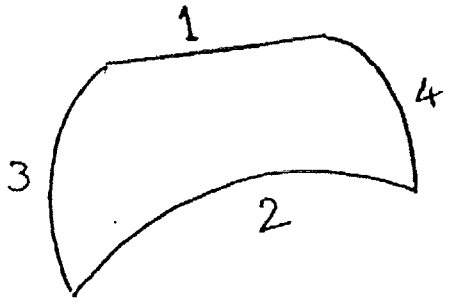
و طبق قوانین کیرشهف برای سطوح خاکستری خواهیم داشت ($\varepsilon_i = \alpha_i$) ضریب توزیع سطح i نسبت به سطح j که با نماد $D_{W_iW_j}$ نشان خواهیم داد بنابر تعریف عبارتست از کسری از انرژی گسیل شده از سطح i که بطور مستقیم و غیرمستقیم جذب سطح j میشود شکل(۲_۵). نکته

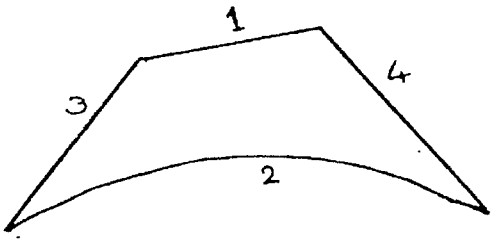
جالب در مورد ضرائب توزیع این است که علاوه بر شکل هندسی هر دو سطح i وj و موقعیت نسبی آنها خواص تشعشعی این دو سطح نیز دراندازه این پارامتر دخیل هستند و این مهمترین وجه تمایز ضریب توزیع نسبت به ضریب شکل میباشد. چرا که ضریب شکل سطح نسبت به سطح عبارتست از کسر انرژی که بصورت دیفیوز از سطح i صادر شده و بطور مستقیم و بدون واسطه به سطح j برخورد میکند. بنابراین ضریب شکل بین دو سطح یک کمیت صرفاً هندسی میباشد و به خواص تشعشعی دو سطح و سایر سطوح محفظه بستگی نداشته و اگر مانعی بین دو سطح مذکور واقع نباشد به وضعیت نسبی سایر سطوح نیز وابسته نیست. بعنوان مثال در شکل(۲ _۵)، $F_{۱-۲}$ مربوط به هر یک از دو وضعیت با هم برابر میباشد. اما $D_{W_۱W_۲}$ متناظر با هر وضعیت در حالت کلی با هم برابر نیستند ولو اینکه خواص تشعشعی سطوح ۱ و ۲ و ۳ و ۴ در هر دو شکل یکسان باشد.

تعیین ضرائب کلی شکل در کلیترین حالت منجر به محاسبه یک انتگرال چهارگانه خواهد شد که برای برخی از هندسه‌های ساده دارای جوابی بصورت یک عبارت تحلیلی است و در مورد هندسه‌های پیچیده بایستی به روشهای عددی مناسبی رجوع کرد. روش مونت کارلو را نیز می توان مستقیماً برای محاسبه ضریب شکل مورد استفاده قرار داد (زیرا چنانچه بعداً خواهیم دید ضریب شکل در واقع حالت خاص ضریب توزیع است وقتی که کلیه سطوح محفظه سیاه فرض شوند).



شکل ۲_۴





شکل ۲_۵

حال اگر به شکل(۲ _۴) باز گردیم و فرض کنیم ضریب انعکاسی آئینه‌ای سطوح محفظه برابر صفر باشد یعنی تمام سطوح انرژی را به صورت دیفیوز منعکس کنند. در این صورت با معلوم بودن کلیه ضرائب شکل F_{ij} (محاسبه شده به هر طریق ممکن) خواهیم داشت که در آن δ_{ij} دلتای کرونکر نام دارد و بصورت زیر نوشته میشود :

$$\sum_{i=1}^{Nw}(F_{ij}\frac{1-\varepsilon_i}{\varepsilon_i}-\frac{\sigma_i}{\varepsilon_i}q_j^n)=(\sum_{i=1}^{Nw}(\sigma_{ij}-F_{ij})\sigma T^4) \qquad i = ۱,۲,۳, \quad Nw$$

$$\text{if } i=j \text{ then } \delta_{ij}=۱ \qquad (۲-۸)$$

$$\text{if } i\neq j \text{ then } \delta_{ij}=۰$$

لازم به توضیح است که در معادله (۲-۸) از این قرارداد استفاده شده که شارهای حرارتی تشعشعی ورودی به سطح (که به همراه شارهای خروجی از آن شار q^n را تشکیل میدهند) مثبت فرض شوند. مطابق معادله (۲-۸) اگر دمای کلیه سطوح T_{W_i} معلوم باشد نوشتن معادله مزبور به ازای کلیه مقادیر از ۱ تا N_W یک دستگاه N_W معادله و N_W مجهولی تولید میکند که از حل آن مقادیر شار در هر سطح محاسبه خواهد شد.

حال اگر یک یا برخی از سطوح محفظه دارای انعکاس از نوع آئینه‌ای نیز باشد. معادله (۲-۸) اعتبار خود را از دست خواهد داد. در این حالت فرمولاسیون و حل مسئله بسیار پیچیده‌تر خواهد بود. چنان که بعداً خواهیم دید اگر در فرمولاسیون تشعشعی محفظه مورد بحث بجای ضریب شکل از مفهوم

ضرائب توزیع استفاده نمائید هیچ محدودیتی نسبت به نوع انعکاس (اعم از دیفیوز و آئینه‌ای) پیش نخواهد آمد و این خود نشانگر اولین مزیت استفاده از ضرائب توزیع بجای ضرائب شکل است (که البته کوچکترین مزیت نیز می‌باشد چرا که در صورت وجود گاز مؤثر در محفظه استفاده از ضرایب شکل بکلی بی‌مفهوم خواهد بود).

حال قبل از ارائه فرمولاسیون مبتنی بر ضرائب توزیع قوانین مهم و مفیدی که بر ضرائب توزیع حاکم هستند بیان میگردد. اگر در شکل (۲ _۵) مقدار انرژی را که از سطح ۱ بدلیل وجود دمای T_1 صادر میشود $Q^T_{W_1}$ بنامیم خواهیم داشت :

$$Q^T_{W_1} = \varepsilon_1 A_1 \sigma T_1^4 \qquad (۲-۹)$$

حال با توجه به مفهوم ضریب توزیع آن مقدار از $Q^T_{W_i}$ که جذب سطح j میشود برابر خواهد بود با :

$$Q_{W_i \to W_j} = Q^T_{Wi} D_{W_i W_j} = \varepsilon_i A_i \sigma T_{W_i}^4 D_{W_i W_j} \qquad (۲-۱۰)$$

و بطریق مشابه کسر انرژی صادر شده از j که جذب i میگردد برابر است با :

$$Q_{W_j \to W_i} = Q^T_{Wj} D_{W_j W_i} = \varepsilon_j A_j \sigma T_{W_j}^4 D_{W_j W_i} \qquad (۲-۱۱)$$

در نتیجه انرژی تشعشعی خالص رد و بدل شده بین دو سطح i و j عبارت خواهد بود از :

$$\Delta Q_{W_i \to W_j} = Q_{W_i \to W_j} - Q_{W_j \to W_i} \qquad (۲-۱۲)$$

حال اگر دمای دو سطح i و j یکسان فرض کنیم $\Delta Q_{W_i \to W_j}$ برابر صفر خواهد شد. در نتیجه :

$$\varepsilon_i A_i \sigma T_{W_i}^{۴} D_{W_i W_j} = \varepsilon_j A_j \sigma T_{W_j}^{۴} D_{W_j W_i} \qquad (۲-۱۳)$$

و با حذف دماهای برابر σT_{W_i} از دو طرف معادله به رابطه زیر میرسیم :

$$\varepsilon_i A_i D_{W_i W_j} = \varepsilon_j A_j D_{W_j W_i} \qquad (۲-۱۴)$$

که معادله (۲-۱۴) بسیار مهم بوده و رابطه تقابل خوانده میشود.

بایستی متذکر شد که هر چند در بدست آوردن معادله(۲-۱۴) از فرض یکسان بودن دماها استفاده شد، ولی این فرض هیچ لطمه ای به کلیت اعتبار معادله مذکور نمیزند چرا که در یک وضعیت دمایی ثابت از محفظه خواص تشعشعی سطوح ثابت هستند و ضرائب توزیع مستقل از دما بوده و فقط تابع وضعیت هندسی محفظه و خواص تشعشعی سطوح خواهند بود.

دومین قانونی که در اینجا ارائه میگردد قانون مجموع نام دارد که بصورت زیر بیان می گردد :

$$\sum_{i=۱}^{N_W} D_{W_i W_j} = ۱ \qquad i = ۱،۲،۳، \quad ,N_W \qquad (۲-۱۵)$$

با مشاهده معادله فوق به سادگی معلوم میگردد که رابطه مزبور چیزی نیست به جزء بیانی از قانون بقای انرژی بدین معنی که مجموع انرژی گسیل شده از سطح i نهایتاً باید جایی جذب گردد.

اکنون هنگام آن است که موازنه انرژی تشعشعی محفظه بر اساس ضرائب توزیع ارائه گردد. اگر انرژی خالص مبادله شده به سطح i را Q_i بنامیم خواهیم داشت :

$Q_i = i$ انرژی خروجی از سطح i مجموع انرژی های ورودی از کلیه سطوح محفظه به سطح

و یا :

$$Q_i = \sum_{j=1}^{N_W} \sigma \varepsilon_j A_j D_{W_j W_i} T_{W_j}^{4} - \sigma \varepsilon_i A_i T_{W_i}^{4} \qquad (۲-۱۶)$$

که با تقسیم دو طرف معادله فوق بر A_i معادله بر حسب شار نوشته خواهد شد :

$$q'_i = [\sum_{j=1}^{N_W} \sigma \varepsilon_j A_j D_{W_j W_i} T_{W_j}^{4} - \sigma \varepsilon_i A_i T_{W_i}^{4}] / A_i \qquad (۲-۱۷)$$

حال در عبارت اول سمت راست معادله (۲-۱۶) رابطه تقابل را اعمال می کنیم :

$$Q_i = \sum_{j=1}^{N_W} \sigma \varepsilon_i A_i D_{W_i W_j} T_{W_j}^{4} - \sigma \varepsilon_i A_i T_{W_i}^{4} = \sigma \varepsilon_i A_i (\sum_{j=1}^{N_W} D_{W_i W_j} T_{W_j}^{4} - T_{W_i}^{4})$$

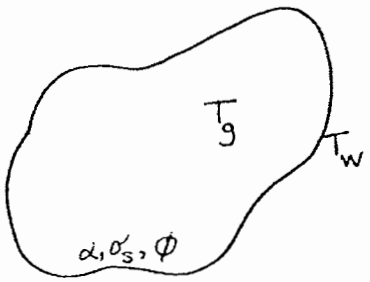
در نتیجه :

$$q'_i = \sigma \varepsilon_i \left(\sum_{j=1}^{N_W} D_{W_i W_j} T_{W_j}^{4} - T_{W_i}^{4} \right) \qquad (۲-۱۸)$$

با داشتن مقادیر ضرائب توزیع و دماهای سطوح از هریک از معادلات (۲-۱۸) و (۲-۱۷) میتوان شار تشعشعی رسیده به هر سطح شماره i را محاسبه کرد . البته هنوز روش محاسبه ضرائب توزیع بیان نشده است که در آینده ذکر خواهد شد .

۲_۲_۳_ ضرائب توزیع در محفظه های حاوی گاز

محفظه نشان داده شده در شکل(۲_ ۶) را در نظر بگیرید که درون آن گاز خاکستری و غیر همدما وجود دارد. دمای دیواره داخلی محفظه و خواص تشعشعی آن برحسب مختصات معلوم است . همچنین دمای گاز درون محفظه و خواص تش شعی آن را بر حسب مختصات معلوم فرض میکنیم مطابق شکل (۲ _۶) جداره محفظه را به تعداد N_W سطح مجزا تقسیم کرده و فرض می کنیم دما و خواص تشعشعی در هر کدام از جزء سطحها ثابت باشد.



شکل ۲_۶ محفظه حاوی گاز

همچنین گاز داخل محفظه را نیز به N_g جزء حجم که دما و فشار و خواص تشعشعی هر کدام از آنها یکنواخت و ثابت است تقسیم میکنیم (بدیهی است که هر چه تعداد N_W و N_g بیشتر باشد یعنی اجزاء سطح و حجم ریزتر در نظر گرفته شود جوابهای دقیقتری بدست خواهد آمد) پس از این گسسته‌سازی هر سطح W_i از جداره دارای مساحت A_i دمای مطلق T_{W_i} ضرائب انعکاس ρ^{D}_{i} و ρ^{S}_{i} بوده و داریم : $\varepsilon_i = \alpha_i = ۱ - \rho_i$ همچنین هر المان گاز دارای حجم V_i و دمای T_{gi} و ضریب α^{g}_{i} و ضریب پراکنش σ_{Si} خواهند بود و تابع فاز ϕ را در کل ناحیه یکسان فرض میکنیم. در اینجا نیز ضریب توزیع سطوح دارای همان مفهومی است که در بخش قبل بیان شد یعنی $D_{W_i - W_j}$ کسری از انرژی تشعشعی صادر شده از سطح W_i است که جذب سطح W_j می گردد . ناگفته پیداست که در این حالت علاوه بر سطوح محفظه المانهای گاز نیز بر مقدار $D_{W_i - W_j}$ تأثیر میگذارند. $D_{g_i - W_j}$ را کسری از انرژی صادر شده از المان گاز g_i که جذب سطح W_j میشود تعریف میکنیم. همچنین فرض می کنیم $D_{W_i - g_j}$ کسری از انرژی صادر شده از سطحW باشد که جذب گاز g_j میشود با این روند میتوان $D_{g_i - g_j}$ را نیز کسری از انرژی صادر شده از گاز g_i دانست که جذب گاز g_j میشود. با استدلالی کاملاً مشابه با آنچه در بخش قبل آمد میتوان نتیجه گرفت :

$$\varepsilon_i A_i D_{W_i W_j} = \varepsilon_j A_j D_{W_j W_i} \qquad (۲-۱۹)$$

یعنی رابطه تقابل در مورد سطح محفظه‌های حاوی گاز نیز برقرار است اگر انرژی صادر شده از سطح W_i را Q^{T}_{Wi} فرض کنیم خواهیم داشت :

$$Q^{T}_{W_i} = \varepsilon_i A_i \sigma T_i^{۴} \qquad (۲-۲۰)$$

مقدار انرژی صادر شده از سطح W_i و جذب شده توسط المان گاز g_i عبارت خواهد بود از :

$$Q^T_{W_i - g_i} = \varepsilon_i A_i \sigma T_{W_i}^{۴} D_{W_i g_i} \qquad (۲-۲۱)$$

اگر مقدار انرژی صادر از المان گاز g_j را $Q^T_{g_j}$بنامیم. بسادگی استنباط می شود که این انرژی با توان چهارم دمای مطلق گاز T_{g_j} متناسب است یعنی :

$$Q^T_{g_j} = \beta_j T_{g_j}^{۴} \qquad (۲-۲۲)$$

که β_j را ضریب تناسب صدور گاز g_j مینامیم این ضریب در حالت کلی تابعی از حجم گاز V_j و ضریب جذب گاز α_j است. حال با توجه به تعریف فوق کسری از انرژی صادر شده از گاز g_j که جذب سطح W_i میگردد بصورت زیر نوشته خواهد شد :

$$Q_{g_j \rightarrow W_i} = \beta_j T_{g_j}^{۴} D_{g_j W_i} \qquad (۲-۲۳)$$

پس خالص تشعشع رد و بدل شده بین سطح W_i و حجم گازی g_j برابر خواهد بود با :

$$\Delta Q^T_{W_i \rightarrow g_i} = \varepsilon_i A_i \sigma T_{W_i}^{۴} D_{W_i g_i} - \beta_j T_{g_j}^{۴} D_{g_j W_i} \qquad (۲-۲۴)$$

با فرض $T_{W_i} = T_{g_j}$ مقدار $\Delta Q^{T}_{W_i \rightarrow g_i}$ برابر صفر خواهد شد در نتیجه :

$$\varepsilon_i A_i \sigma D_{W_i g_i} = \beta_j D_{g_j W_i} \qquad (۲-۲۵)$$

که معادله (۲-۲۵) را رابطه تقابل بین ضرائب توزیع سطح به گاز و گاز به سطح مینامیم. در اینجا نیز مانند بخش قبل فرض یکسان گرفتن دمای سطح W_i و گاز g_j کلیت اعتبار رابطه (۲-۲۵) را بر هم نخواهد زد . معادله مزبور در تجزیه وتحلیلهای بعدی ما نقش مهمی را ایفا خواهد کرد .

حال موازنه انرژی را برای اجزاء سطح W_i از دیواره می نویسیم . در این حالت علاوه بر سطوح محفظه المانهای گاز نیز به سطوح انرژی منتقل میکنند، یعنی :

$$Q_i = \sum_{j=1}^{N_W} \sigma \varepsilon_j A_j D_{W_j W_i} T_{W_j}^{۴} + \sum_{j=1}^{N_g} \beta_j D_{g_j W_i} T_{g_j}^{۴} - \sigma \varepsilon_i A_i T_{W_i}^{۴} \qquad (۲-۲۶)$$

حال اگر در عبارت اول و دوم سمت راست عبارت فوق بترتیب از روابط تقابل (۲-۱۹) و(۲-۲۵) استفاده کنیم خواهیم داشت :

$$Q_i = \sum_{j=1}^{N_W} \sigma \varepsilon_i A_i D_{W_i W_j} T_{W_j}^{۴} + \sum_{j=1}^{N_g} \varepsilon_i A_i \sigma D_{W_i g_i} T_{g_j}^{۴} - \sigma \varepsilon_i A_i T_{W_i}^{۴} \qquad (۲-۲۷)$$

و یا

$$Q_i = \sigma \varepsilon_i A_i \left(\sum_{j=1}^{N_W} D_{W_i W_j} T_{W_j}^{4} + \sum_{J=1}^{N_g} D_{W_i g_i} T_{g_j}^{4} - T_{W_i}^{4} \right) \qquad (۲-۲۸)$$

با تقسیم دو طرف رابطه بر A_i خواهیم داشت :

$$q'_i = \sigma \varepsilon_i \left(\sum_{j=1}^{N_W} D_{W_i W_j} T_{W_j}^{4} + \sum_{j=1}^{N_W} D_{W_i g_i} T_{g_j}^{4} - T_{W_i}^{4} \right) \qquad (۲-۲۹)$$

چنان که معادله فوق نشان می دهد برای محاسبه شار سطوح هیچ نیازی به دانستن ضریب تناسب صدور β و محاسبه ضرائب توزیع گاز به سطح وجود ندارد و این موهبتی است که از سر استفاده از رابطه تقابل نصیب ما شد چرا که با توجه به تعریف کلی β محاسبه عملی آن بسیار مشکل خواهد بود و همچنین عدم نیاز به محاسبه ضرائب توزیع گاز به سطح، زمان لازم برای محاسبه را به نصف تقلیل میدهد.

ممکن است معادله (۲-۲۸) در نگاه اول ناقص بنظر آید چرا که در آن هیچ نشانه‌ای از خواص تشعشعی گاز یعنی α، σ و Φ دیده نمی‌شود ولی اینطور نیست. چون این کمیتها اثر خود را بر مقادیر ضرائب توزیع تحمیل خواهند کرد. حال اگر فرض کنیم دماهای T_W و T_g و همچنین کلیه ضرائب توزیع سطح به سطح و سطح به گاز به طریقی محاسبه شده باشد. استفاده از معادله (۲-۲۸) شار حرارتی کلیه سطوح محفظه (در نتیجه توزیع مکانی شار) را به آسانی بدست میدهد. حتی اگر شارهای q

معلوم بوده و T ها مجهول باشند یا اینکه از مجموع ۲N کمیت شارها و دماها، N تا معلوم و N عدد دیگر مجهول باشند نیز استفاده از معادله (۲۸-۲) مقادیر مجهول را بدست خواهد داد با این تفاوت که در این حالت برای محاسبه مجهولات بایستی یک دستگاه N معادله و N مجهولی را حل نمود.

تا اینجا فرمولاسیون تشعشعی محفظه ها بر اساس ضرائب توزیع بیان شد ولی هنوز چیزی در مورد روند محاسبه ضرائب توزیع گفته نشده است محاسبه تحلیلی ضرائب توزیع در عمل غیر ممکن می‌باشد و برای آن بایستی از روشهای عددی مناسبی مدد جست که بهترین روش استفاده از تکنیک عددی مونت کارلو میباشد که در آینده به آن خواهیم پرداخت.

۲_۳ مبانی محاسبه ضرائب توزیع در محفظه‌ها

در بخش قبل فرمولاسیون تشعشعی یک محفظه کلی (غیر مشخص) حاوی گاز موثر در تشعشعی ارائه شد. در این فصل روند کلی محاسبه ضرائب توزیع به روش مونت کارلو بیان میگردد. لازم به یادآوری است که در این فصل سطوح گاز خاکستری فرض می شوند.

۲_۳_۱_ کلیات

برای محاسبه شارهای تشعشعی سطوح محفظه نشان داده شده در شکل(۲_۴) باید مقادیر $D_{W_iW_j}$ و $D_{W_ig_j}$ را بطریقی محاسبه کرد. همانطور که قبلاً بیان شدهیچ روش تحلیلی و دقیقی برای محاسبه این ضرائب وجود ندارد و باید به روشهای عددی مناسب متوسل شد که بهترین آنها و شاید تنها روش موجود مونت کارلو میباشد.

اساساً برای محاسبه هر یک از ضرائب توزیع مثلاً $D_{W_i W_j}$ باید انرژی صادره از سطح W_i را درون محفظه دنبال کرد و پس از پراکنده شدنها و انعکاسات مختلف آن بخشی از انرژی مزبور را که جذب سطح W_j میشود تعیین کرد. بنابر یکنواخت بودن شار خروجی (توان صدور واحد سطح) در هر یک از سطوح محفظه و همچنین توزیع دیفیوز صدور انرژی، انرژی مزبور از توزیع مکانی و جهتی خاصی برخوردار خواهد بود. در روش مونت کارلو بجای اینکه انرژی صادر شده از سطح W_i را بصورت پیوسته و دارای توزیع مکانی و جهتی مزبور در نظرگرفته و درون محفظه گسیل نمائیم تعداد زیادی پرتو (بسته انرژی) مثلاً N_r پرتو که هر یک دارای انرژی یکسان (مثلاً ۱ وات) میباشند را به درون محفظه میفرستیم. نقطه پرتاب و جهت پرتاب هر پرتو باید بگونه‌ای باشد که با میل کردن N_r بسمت بینهایت (در عمل N_r بسیار بزرگ) یکنواخت بودن شار خروجی و دیفیوز بودن توزیع آن تضمین گردد . حال سرنوشت یکی از این پرتوها را پی جویی میکنیم. مسلماً وقتی پرتو مزبور وارد گاز درون محفظه شده و مسیری را در آن می‌پیماید در هر نقطه از مسیر مزبور بخشی از انرژی جذب گاز گشته (بسته به ضریب جذب α) بخشی در جهات گوناگون پراکنده شده (بسته به ضریب پراکنش σ_S و تابع فاز ϕ) و بخش باقی مانده به حرکت در مسیر خود ادامه میدهد تا سرانجام قسمتی از آن به یکی از سطوح محفظه برسد (بدیهی است که بخشهای پراکنده شده نیز خود روند مشابهی را طی می کنند) هنگام رسیدن انرژی به سطح نیز قسمتی از آن جذب شده و قسمتهای دیگر بصورت دیفیوز و آئینه‌ای انعکاس می‌یابد. در روش مونت کارلو بخش بخش کردن انرژی بصورت فوق کنار گذارده میشود و بجای اینکه فرض کنیم کسری از انرژی یک پرتو جذب گاز گشته و کسری دیگر عبور کرده و یا پراکنده میشود، فرض میکنیم که پرتو مزبور از تعداد بسیار زیادی پرتو کوچک تشکیل شده که

اولاً مجموع انرژی این پرتوهای کوچک برابر انرژی پرتو اولیه است و در ثانی هر یک از پرتوهای کوچک در هر لحظه فقط یکی از اتفاقات فوق (جذب پراکنش عبور) را تجربه میکند. یعنی یک پرتو هنگام عبور از گاز یا بکلی از آن عبور میکند یا بکلی در نقطه‌ای جذب شده و یا به کلی در محلی فقط در یک جهت خاص منحرف میشود. هنگام رسیدن پرتو فوق به سطح محفظه نیز یا جذب کامل یا انعکاس دیفیوز کامل و یا انعکاس آئینه‌ای کامل رخ خواهد داد.

نقطه پرتاب و سرنوشت پرتو درون محفظه تا هنگام جذب شدن توسط سطح یا گاز همگی بصورت اتفاقی و با استفاده از اعداد تصادفی صورت میپذیرد لیکن باید قیدهائی بر این تصادفات تحمیل شود تا هنگام بسیار زیاد شدن تعداد پرتوها شرایط هندسی و فیزیکی حاکم بر مسئله لحاظ گردد. در بخشهای بعدی به تفصیل به این موارد پرداخته میشود.

۲_۳_۲_ تابع توزیع فراوانی و تابع تراکم احتمال

اکنون فرض میکنیم از تعداد N_r پرتو گسیل شده از سطح W_i تعداد $C_{W_iW_j}$ عدد از آنها پس از انعکاسات وانحرافات متوالی جذب سطح W_j شده باشد. اگر N_r به قدر کافی بزرگ باشد (مثلاً ۱۰،۰۰۰ پرتو) بنابر تعریف ضریب توزیع خواهیم داشت :

$$D_{W_iW_j} = C_{W_iW_j} / N_r$$

همچنین اگر آن تعداد از N_r پرتو گسیل شده از سطح W_i را که جذب گاز g_j شده است، $C_{W_ig_j}$ بنامیم خواهیم داشت :

$$D_{W_i\, g_j} = C_{w_i\, g_j} / N_r$$

مسیر چند پرتو متفاوت گسیل شده از سطح W_i که جذب سطح W_j و گاز g_j شده‌اند در شکل (۲_۷) نشان داده شده است. اگر مطابق شکل سطح سه بعدی غیر مشخصی به مساحت A در نظر بگیریم، در حالت کلی میتوان این سطح را با معادله :

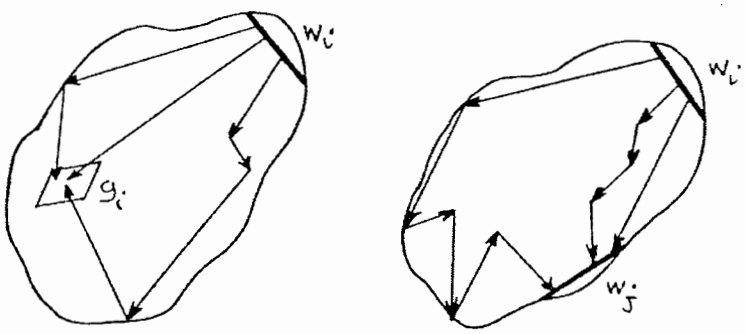
$$F(x,y,z) = ۰ \qquad (۲-۳۰)$$

نمایش داد .

حال اگر یک دستگاه مختصات جدید مانند (ξ,η) بر روی سطح مذکور تعریف کنیم، به شرط آنکه :

$$\xi = \xi(x,y,z) \qquad (۲-۳۱)$$

$$\eta = \eta(x,y,z) \qquad (۲-۳۲)$$



شکل ۲_۷ مسیر چند پرتو از زمان صدور تا هنگام جذب

در این صورت خواهیم داشت :

$$dA = f(\xi,\eta)\, d\xi\, d\eta \qquad (۲-۳۳)$$

فرض می کنیم بتوانیم بنویسیم :

$$f(\xi,\eta) = g(\xi)\, h(\eta) \qquad (۲-۳۴)$$

بنابراین داریم :

$$dA = g(\xi)\, h(\eta)\, d\xi\, d\eta \qquad (۲-۳۵)$$

که در رابطه فوق $g(\xi)$, $h(\eta)$ به ترتیب فراوانی(Frequency function) متغیرهای ξ , η هستند.

حال می توان نوشت :

$$P(\xi) = \frac{g(\xi)}{\int_{\xi\,\min}^{\xi\,\max} g(\xi)\, d\xi} \qquad (۲-۳۶)$$

$$P(\eta) = \frac{h(\eta)}{\int_{\eta\,\min}^{\eta\,\max} h(\eta)\, d\eta} \qquad (۲-۳۷)$$

که $p(\xi)$ و $p(\eta)$ تابع تراکم احتمال(Probability density function) نامیده میشوند. حال داریم:

$$R_{\xi} = \int_{-\infty}^{\xi} P(\xi^*)\, d\xi^* \qquad (۲-۳۸)$$

$$R_{\eta} = \int_{-\infty}^{\eta} P(\eta^*)\, d\eta^* \qquad (۲-۳۹)$$

که R_{η} و R_{ξ} تابع توزیع تجمعی(Cumulative distribution function) نامیده می‌شود و مقدارآن بین صفر و یک میباشد. برای اینکه از هدف خود دور نشویم یادآوری میکنیم که میخواهیم مختصات نقطه پرتاب پرتوهای ارسالی از سطح W_i نشان داده شده در شکل(۲ _۸)را بصورت تصادفی طوری تعیین کنیم که شرایط یکنواخت بودن شار صادر شده خروجی از سطح برقرار گردد. برای این کار کافی است η و ξ هر نقطه را به طریق زیر محاسبه نمائیم.

ابتدا با نوشتن رابطه (۲-۳۴) توابع $h(\eta)$ و $g(\xi)$ را تعیین کنیم سپـــس توابع $P(\eta)$ و $P(\xi)$ را از روابط (۲-۳۶) و(۲-۳۷) محاسبه میکنیم. بعد از این $R(\eta)$ و $R(\xi)$ را بوسیله روابط (۲-۳۸) و (۲-۳۹) تعیین می‌نمائیم طرفهای دوم روابط (۲-۳۸) و (۲-۳۹) بترتیب تابعی از ξ و η می‌باشند، پس برای تعیین تصادفی نقاط (ξ,η) کافیست به $R(\eta)$ و $R(\xi)$ یک عدد تصادفی که از میان اعداد تصادفی که بطور یکنواخت بین صفر و یک توزیع شده‌اند نسبت داده و سپس ξ و η را که مشخص کننده مختصات نقاط پرتاب هستند از معادلات مزبور محاسبه می کنیم اگر این مقدار را ξ_p و η_p بنامیم، مختصات نقطه پرتاب یعنی X_p, Y_p, Z_p از روابط (۲-۳۰) و (۲-۳۱) و (۲-۳۲) تعیین خواهد شد. چنانکه دیده

شد، در حالت کلی برای تعیین تصادفی هر نقطه پرتاب بر روی یک سطح نیاز به انتخاب دو عدد تصادفی خواهیم داشت. برای روشن‌تر شدن مطلب نقاط پرتاب را بطور تصادفی برای دایره‌ای به شعاع R که در شکل(۲_۸) نمایش داده شده تعیین میکنیم با بکار بردن مختصات قطبی خواهیم داشت :

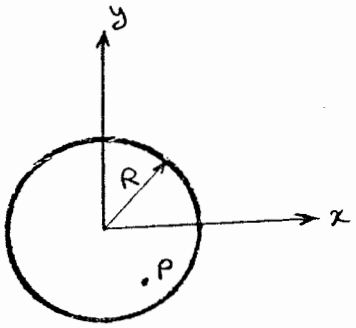
$$dA = r\, dr\, d\varphi$$

در نتیجه :

$$g(r) = r \;\&\; h(\varphi) = ۱$$

و

$$P(r) = \frac{r}{\int_{0}^{R} r\, dr} = \frac{r}{½ R^2}$$



شکل ۲_۸ تعیین نقطه پرتاب بر روی یک سطح دایره ای

بنابراین:

$$P(\varphi) = \frac{۱}{\int_{۰}^{۲\pi} d\varphi} = \frac{۱}{۲\pi}$$

$$R_r = (۲/R^۲) \int_{۰}^{۱} r* \, dr* = r^۲/R^۲$$

$$R_\varphi = (۱/۲\pi) \int_{۰}^{\varphi} d\varphi* = \varphi/(۲\pi)$$

در نتیجه :

$$r_P = R\sqrt{R_r} \qquad (۲-۴۰)$$

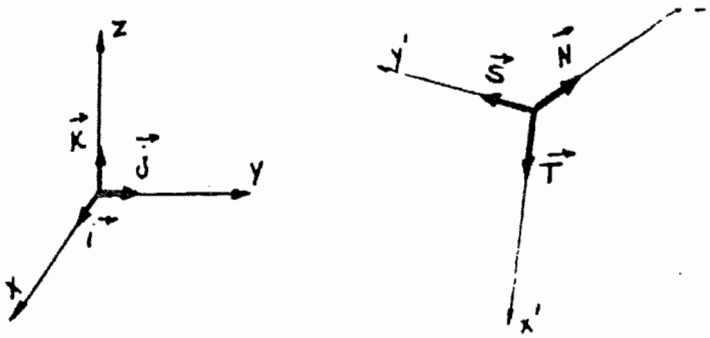
$$\varphi_P = ۲\pi R_\varphi \qquad (۲-۴۱)$$

پس برای محاسبه مختصات هر یک از نقاط پرتاب پرتوهای گسیل شده از سطح دایره ای شکل داده شده در شکل(۲_۸)کافیست هر بار دو عدد تصادفی بین صفر و یک به R_r و R_φ نسبت داده و سپس

r_p و φ_p را از معادلات (۲-۴۰) و (۲-۴۱) بدست آوریم. اگر بطریق فوق تعداد بسیار زیادی نقطه پرتاب تعیین کنیم شرط یکنواخت بودن انرژی صادر شده از سطح مزبور تضمین خواهد شد.

۲_۳_۳_ رابطه بین مؤلفه‌های یک بردار و دو دستگاه

قبل از روش تعیین تصادفی جهت هر پرتو رابطه مؤلفه‌های یک بردار در دو دستگاه مختصات را ارائه میکنیم . شکل(۲_۹) را در نظر بگیرید، فرض کنید مؤلفه های بردار V در دستگاه محلی $x'y'z'$ معلوم بوده و بخواهیم مؤلفه‌های آن را در دستگاه اصلی xyz بدست آوریم در این صورت خواهیم داشت :



شکل ۲_ ۹ مختصات اصلی و مختصات محلی

$$\mathbf{V}_{x'y'z'} = C'_1\ \mathbf{T} + C'_2\ \mathbf{S} + C'_3\ \mathbf{N}$$

$$\mathbf{V}_{xyz} = C_1\ \mathbf{i} + C_2\ \mathbf{j} + C_3\ \mathbf{k}$$

مطابق آنچه گفته شد C'_3 و C'_2 و C'_1 معلوم هستند و هدف محاسبه C_3 و C_2 و C_1 میباشد.

فرم ماتریسی رابطه بین مؤلفه‌ها در دو دستگاه مختصات به صورت زیر است :

$$\begin{bmatrix} c1 \\ c2 \\ c3 \end{bmatrix} = [a_{ij}] \begin{bmatrix} c'1 \\ c'2 \\ c'3 \end{bmatrix} \qquad (۲-۴۲)$$

که در آن :

$$[a_{ij}] = \begin{pmatrix} a_{۱۱} & a_{۱۲} & a_{۱۳} \\ a_{۲۱} & a_{۲۲} & a_{۲۳} \\ a_{۳۱} & a_{۳۲} & a_{۳۳} \end{pmatrix}$$

ماتریس تبدیل بوده و بنابر خاصیت تعامد ماتریسهای تبدیل خواهیم داشت :

$$[a_{ij}] = [a_{ji}]$$

بدین ترتیب رابطه (۲-۴۲) را میتوان بشکل زیر نوشت :

$$\begin{bmatrix} c1 \\ c2 \\ c3 \end{bmatrix} = [a_{ij}]^T \begin{bmatrix} c'1 \\ c'2 \\ c'3 \end{bmatrix} \qquad (۲-۴۳)$$

یعنی :

$$C_۱ = a_{۱۱}\, C'_۱ + a_{۲۱}\, C'_۲ + a_{۳۱}\, C'_۳$$

$$C_۲ = a_{۱۲}\, C'_۱ + a_{۲۲}\, C'_۲ + a_{۳۲}\, C'_۳$$

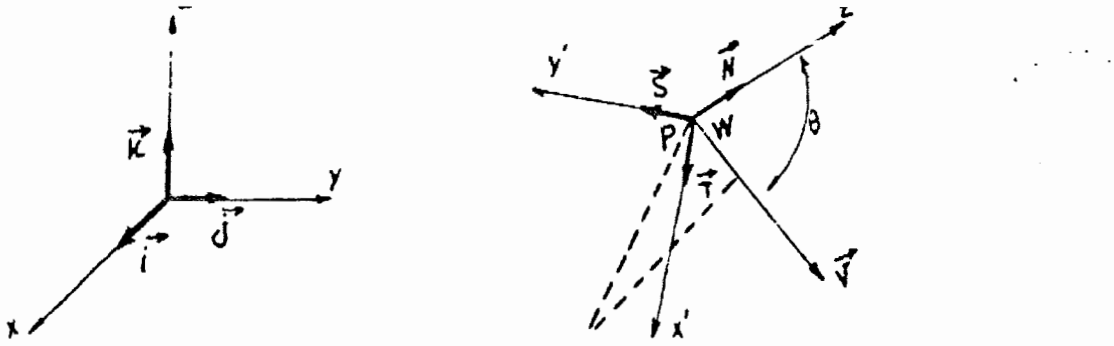
$$C_۳ = a_{۱۳}\, C'_۱ + a_{۲۳}\, C'_۲ + a_{۳۳}\, C'_۳$$

پس با معلوم بودن مؤلفه ها در دستگاه محلی و معلوم بودن ماتریس $[a_{ji}]$ مؤلفه‌های بردار مزبور در دستگاه اصلی از مجموعه معادلات (۲-۴۳) تعیین خواهد شد .

۲_۳_۴_ تعیین تصادفی جهت پرتو

تا اینجا نحوه تعیین تصادفی نقطه پرتاب بیان شد. فرض کنید در شکل(۲_۱۰) ، P نقطه‌ای از سطح W است که میخواهیم از آن یک پرتو به صورت تصادفی گسیل کنیم. در آغاز باید یک دستگاه مختصات محلی مناسب بر روی نقطه P بنا سازیم تا بردارهای پرتاب نسبت به آن سنجیده شوند. محور z دستگاه مزبور که زاویهθ با بردار پرتاب می سازد در امتداد قائم بر سطح در نقطه P قرارمیگیرد. بنابراین اگر سطح W را با معادله F(x,y,z) = ۰ بیان کنیم. بردار‌یکه قائم بر سطح در نقطه P را میتوان به سادگی از رابطه زیر تعیین کرد :

$$N = -\frac{\overrightarrow{\nabla F}}{|\overrightarrow{\nabla F}|} \qquad (۲-۴۴)$$



شکل ۲_۱۰ جهت بردار پرتاب نسبت به مختصات محلی

که در آن ∇F گرادیان تابع F در نقطه P بوده و از رابطه زیر تعیین میشود :

$$\nabla \mathbf{F} = \partial F/\partial x\ \mathbf{i} + \partial F/\partial y\ \mathbf{j} + \partial F/\partial z\ \mathbf{k} \qquad (۲-۴۵)$$

برخلاف بردار **N** , دو بردار **S** و **T** یکتا نیستند و میتوانند درون صفحه‌ای عمود بر **N** در نقطه P طوری بچرخند که همواره بر یکدیگر عمود باشند. پس برای محاسبه **T** ، میتوان آن را به صورت دلخواه طوری تعیین کنیم که :

$$\mathbf{T} \cdot \mathbf{N} = ۰ \qquad (۲-۴۶)$$

پس از تعیین **T** ، بردار **S** از رابطه زیر بدست خواهد آمد :

$$\mathbf{S} = \mathbf{N} \times \mathbf{T} \qquad (۲-۴۷)$$

با معلوم بودن معادله سطح و با استفاده از روابط (۲-۴۵) تا (۲-۴۷) (به همراه یک قید اضافی دلخواه برای تعیین بردار **T**) میتوان بردارهای یک دستگاه محلی را نسبت به دستگاه اصلی بیان کرد :

$$T = T_۱\ \mathbf{i} + T_۲\ \mathbf{j} + T_۳\ \mathbf{k} \qquad (۲-۴۸a)$$

$$\mathbf{S} = S_1\ \mathbf{i} + S_2\ \mathbf{j} + S_3\ \mathbf{k} \qquad (۲\text{-}۴۸b)$$

$$\mathbf{N} = N_1\ \mathbf{i} + N_2\ \mathbf{j} + N_3\ \mathbf{k} \qquad (۲\text{-}۴۸c)$$

در این صورت با توجه به تعریف ماتریس تبدیل $[a_{ij}]$ داریم :

$$[a_{ij}] = \begin{pmatrix} T_1 & T_2 & T_3 \\ S_1 & S_2 & S_3 \\ N_1 & N_2 & N_3 \end{pmatrix}$$

حال پس از بیان روش بناسازی دستگاه مختصات محلی ، به شکل(۲ _۱۰) باز میگردیم تا جهت بردار پرتاب را بصورت تصادفی تعیین کنیم. چون فرض کرده‌ایم که کلیه سطوح، انرژی را بـ صورت دیفیوز صادر میکنند، جهت‌های بردارهای پرتاب باید به گونه‌ای انتخاب شوند که وقتی تعداد بسیار زیادی پرتو از سطح W پرتاب شد، شرط صدور دیفیوز اغنا گردد. داریم :

$$dQ_e = \varepsilon\ I \cos\theta\ d\Omega \qquad (۲\text{-}۴۹)$$

که در رابطه فوق dQ_e مقدار انرژی گسیل شده از نقطه‌ای واقع بر سطح W که از میان زاویه فضایی $d\Omega$ میگذرد، میباشد. همچنین I شدت تابش میباشد که برای یک سطح صادر کننده دیفیوز ثابت بوده و برابر $\sigma T^4/\pi$ خواهد بود با استفاده از رابطه $d\Omega = \sin\theta\, d\theta\, d\varphi$ خواهیم داشت :

$$dQ_e = \varepsilon I \cos\theta \sin\theta\, d\theta\, d\varphi \qquad (۲-۵۰)$$

در نتیجه توابع فراوانی $g(\theta)$ و $h(\varphi)$ را میتوان به صورت زیر نوشت :

$$g(\theta) = \sin\theta\cos\theta \quad \& \quad h(\varphi) = \varepsilon I$$

حال میتوان توابع تراکم احتمال را به سادگی محاسبه کرد :

$$P(\theta) = \frac{g(\theta)}{\int_{0}^{\pi/2} g(\theta)\, d\theta} = \frac{\sin\theta\cos\theta}{\int_{0}^{\pi/2} \sin\theta\cos\theta\, d\theta} = ۲\sin\theta\cos\theta$$

$$P(\varphi) = \frac{h(\varphi)}{\int_{0}^{۲\pi} h(\varphi)\, d\varphi} = \frac{\varepsilon I}{\int_{0}^{۲\pi} \varepsilon I\, d\varphi} = \frac{۱}{۲\pi}$$

و برای محاسبه توابع توزیع تجمعی میتوان نوشت :

و درنتیجه:

$$R_\theta = \int_{\cdot}^{\theta} P(\theta^*)\, d\theta^* = \int_{\cdot}^{\theta} 2\sin\theta^* \cos\theta^*\, d\theta^* = \sin^2\theta \quad :$$

$$\theta = \sin^{-1}\sqrt{R_\theta} \qquad (2\text{-}51)$$

همچنین

$$R_\varphi = \int_{\cdot}^{\varphi} (1/(2\pi))\, d\varphi^* = \varphi/(2\pi)$$

و یا

$$\varphi = 2\pi R_\varphi \qquad (2\text{-}52)$$

بنابراین برای تعیین جهت بردار پرتاب، یک عدد تصادفی به R_θ و یک عدد تصادفی دیگر به R_φ نسبت میدهیم. (اعداد تصادفی مزبور باید بصورت یکنواخت بین صفر و یک توزیع شده باشند) پس

θ و φ هر بردار پرتاب را از روابط (۲-۵۱) و (۲-۵۲) محاسبه میکنیم. در این صورت بردار پرتاب در مختصات محلی بصورت زیر بیان خواهد شد :

$$C'_1 = \sin\theta \cos\varphi \qquad (۲-۵۳a)$$

$$C'_2 = \sin\theta \sin\varphi \qquad (۲-۵۳b)$$

$$C'_3 = \cos\theta \qquad (۲-۵۳c)$$

به علت نیاز به دنبال کردن پرتوها درون محفظه، باید بردار مزبور نسبت به دستگاه اصلی بیان شود. برای این کار میتوانیم از مجموعه معادلات (۲-۴۳) استفاده کنیم.

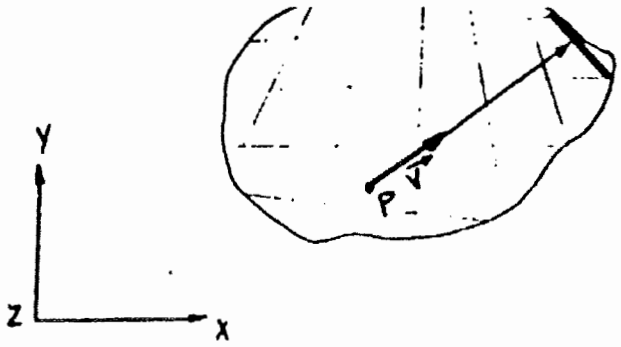
$$C_1 = \sin\theta \ \cos\varphi \qquad (۲-۵۴a)$$

$$C_2 = \sin\theta \ \sin\varphi \qquad (۲-۵۴b)$$

$$C_3 = \cos\theta \qquad (۲-۵۴c)$$

۲_۳_۵_ روش تعیین تقاطع پرتو با سطح محفظه

شکل(۲_۱۱) را در نظر گرفته فرض کنید V بردار یکه‌ای باشد که جهت پرتو گسیل شده از (یا منحرف شده یا منعکس شده در) نقطه P را مشخص میسازد. فعلاً در اینجا بدون در نظر گرفتن اثر گاز بر روی پرتو، فرض میکنیم که پرتو مزبور به طور مستقیم به نقطه‌ای از سطح محفظه برخورد مینماید. هدف پیدا کردن نقطه تقاطع میباشد. چون در حالت کلی، معادله یا معادلاتی که سطوح محفظه را تعریف میکنند، میتوانند پیچیده باشند، بهتر است که ابتدا شماره سطحی را که نقطه تقاطع بر آن واقع است، تعیین کرد.



شکل ۲_۱۱ پرتو برخوردی با سطح

در اینجا که معادلات سطوح محفظه کلی و غیر مشخص هستند; فرض میکنیم که شماره این سطح به طریقی محاسبه شده باشد. سطح مزبور را W مینامیم. خطی که توسط بردار یکه V و نقطه P مشخص میشود را میتوان به صورت پارامتری زیر بیان کرد :

$$x = x_P + C_1 L \qquad (۲\text{-}۵۵a)$$

$$y = y_P + C_2 \; L \qquad (۲\text{-}۵۵b)$$

$$z = z_P + C_3 \; L \qquad (۲\text{-}۵۵c)$$

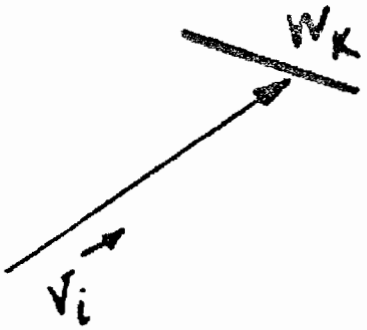
که در آن L پارامتری از جنس طول بوده و C_1، C_2 و C_3 مؤلفه‌های V در دستگاه اصلی هستند حال اگر سطح W را که پرتو با آن برخورد کرده با معادله $F_K(x,y,z) = 0$ نشان دهیم، خواهیم داشت :

$$F_K\,(x_P + C_1 \; L, y_P + C_2 \; L, z_P + C_3 \; L) = 0 \qquad (۲\text{-}۵۶)$$

که در معادله فوق، تنها کمیت مجهول L میباشد و در حالت کلی این معادله را باید با روشهای عددی مناسب حل کرد. پس از محاسبه L مختصات نقطه تقاطع را میتوان از روابط (۲-۵۵) بدست آورد. اگر نقطه تقاطع را I بنامیم، طول مسیری که پرتو از نقطه آغاز(P) تا نقطه پایان(I) در حرکت خود پیموده است، برابر با مقدار L خواهد بود. یعنی $PI = L$ واضح است که چون جهت حرکت بسته انرژی از P به طرف I میباشد همواره داریم : $L > 0$.

۲_۳_۶_ تعیین سرنوشت پرتو برخورد کرده با سطح محفظه

فرض کنید که در شکل (۲_۱۲) ، $\mathbf{V_i}$ بردار برخوردی به سطح W از محفظه باشد که امتداد آن سطح W را در نقطهٔ P قطع کرده است. $\mathbf{V_i}$ میتواند بردار صدور از یک نقطه واقع بر سطحی از محفظه، بردار پراکنش از نقطه‌ای از گاز درون محفظه و یا بردار انعکاس از سطح دیگر از محفظه باشد. میخواهیم



شکل ۲_۱۲ پرتو برخوردی با سطح

ببینیم پس از برخورد پرتو مزبور به سطح W چه اتفاقی می‌افتد. از نظر فیزیکی، از کل مقدار انرژی ورودی به سطح که مقدار آن را واحد فرض میکنیم، مقداری برابر با ضریب جذب سطح W ، یعنی $\alpha_K = \varepsilon_K$ جذب سطح شده و بقیه آن یعنی $\rho_K = ۱ - \alpha_K$ از سطح منعکس میشود.

از این مقدار منعکس شده، مقداری برابر ρ^D_K به صورت دیفیوز و بقیه یعنی $\rho^S_K = \rho_K$ - ρ^D_K به صورت آینه ای منعکس خواهد شد.لیکن ما علاقه ای به شکستن انرژی ورودی به مقادیر یاد شده نداریم و سرنوشت پرتو را با استفاده از ملاحظات آماری تعیین میکنیم. یعنی به جای اینکه فرض کنیم مقدار α_K از بسته انرژی مزبور جذب سطح میشود، اینطور استدلال میکنیم که اگر تعداد بسیار زیادی از این بسته‌های انرژی به سطح برسند، نسبت آن تعداد از پرتوهایی که جذب شده‌اند، به کل تعداد پرتوهای رسیده به سطح به سمت α_K میل خواهد کرد، بدین ترتیب برای تعیین سرنوشت پرتو به طریق زیر عمل می کنیم :

یک عدد تصادفی $RN_۱$ انتخاب میکنیم. عدد انتخاب شده را با α_K مقایسه میکنیم. اگر $\alpha_K > RN_۱$ بود پرتو جذب سطح شده و سفر آن خاتمه می‌یابد که در این صورت باید یک واحد به شمارنده سطحی که پرتو مزبور سفر خود را از آنجا آغاز کرده نسبت به سطحی که جذب آن شده است، اضافه کنیم اگر سطحی را که پرتو از آن گسیل شده استW بنامیم، در این صورت باید یک

واحد به $C_{W_i W_k}$ اضافه نمود (بدیهی است که ابتدا باید تمام $C_{W_i W_j}$ ها و $C_{W_i g_j}$ ها را صفر در نظر گرفت). اگر $\alpha_K < RN_1$ بود، بدین معناست که پرتو از سطح منعکس خواهد شد. اما چه نوع انعکاسی؟

در اینجا باز هم به ملاحظات آماری پناه می‌بریم. بدین ترتیب یک عدد تصادفی دیگر RN_2 انتخاب کرده و آن را با $\mu_K = \rho_K^S / \rho_K$ مقایسه میکنیم اگر $\mu_K = RN_2$ باشد، بدین معناست که انعکاس از نوع آینه‌ای خواهد بود. درغیر اینصورت پرتو به صورت دیفیوز منعکس میشود.

خلاصه مطالب گفته شده فوق را میتوان به شکل زیر نمایش داد :

$$\alpha_K > RN_1 \rightarrow \text{جذب}$$

$$\alpha_K < RN_1 \rightarrow \text{انعکاس}$$

$$\mu_K > RN_2 \rightarrow \text{انعکاس آیینه‌ای}$$

$$\mu_K < RN_2 \rightarrow \text{انعکاس دیفیوز}$$

چنان که گفته شد، در صورت جذب پرتو، سفر آن به انتها رسیده و یک واحد به شمارنده مربوطه افزوده میشود اما اگر انعکاس روی دهد، بازهم باید سرنوشت پرتو پی‌جویی گردد، یعنی باید بردار انعکاس، بسته به انعکاس محاسبه گردد.

۲_۳_۶_۱_ انعکاس دیفیوز

نحوه تعیین جهت بردار بازتابش، هنگام انعکاس دیفیوز دقیقاً مشابه با روند تعیین جهت صدور دیفیوز میباشد. یعنی با نسبت دادن دو عدد تصادفی مختلف به R_θ و R_φ در معادلات (۲-۵۱) و (۲-۵۲) جهت بردار بازتابش (θ,φ) بدست می‌آید. بدیهی است که در اینجا نیز قبل از محاسبه θ و φ به مانند آنچه در مورد صدور دیفیوز گفته شد، ابتدا باید یک دستگاه مختصات محلی بنا کنیم. بردارهای یکه این دستگاه از معادلات (۲-۴۶) تا (۲-۴۸) تعیین میشوند. اگر بردار انعکاس را $\mathbf{V_r}$ بنامیم، مؤلفه‌های آن نسبت به دستگاه محلی مزبور عبارت خواهند بود از :

$$C'_{r_1} = \sin\theta\cos\varphi \qquad (۲-۵۷a)$$

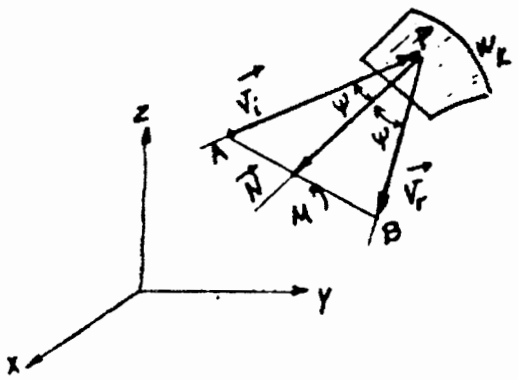
$$C'_{r_2} = \sin\theta\sin\varphi \qquad (۲-۵۷b)$$

$$C'_{r_3} = \cos\theta \qquad (۲-۵۷c)$$

مؤلفه‌های بردار $\mathbf{V_r}$ در دستگاه اصلی (C_{r_1} , C_{r_2} و C_{r_3}) را میتوان از معادلات (۲-۴۳) تعیین کرد.

۲_۳_۶_۲_ انعکاس آیینه‌ای

شکل(۲_۱۳) را در نظر گرفته و فرض کنید $\mathbf{V_i}$ بردار ورودی به سطح W و $\mathbf{V_r}$ بردار انعکاس آئینه ای و $\mathbf{N}$ بردار قائم یکه در نقطه P از سطح مزبور میباشد. بردار اخیر از روابط (۴۴-۲) و (۴۵-۲) قابل محاسبه است. با توجه به اینکه در انعکاس آینه‌ای، بردارهای تابش، بازتابش و بردار قائم، همگی در یک صفحه قرار دارند و بردار قائم با هر یک از دو بردار تابش و بازتابش، زاویه‌های یکسان میسازد و با توجه به علائم بکار رفته در شکل (۲_۱۳) ، M وسط خط AB بوده و دو خط AB و PM بر هم عمود خواهند بود. چون $\mathbf{V_i}$, $\mathbf{N}$ و $\mathbf{V_r}$ هر سه بردارهای یکه هستند خواهیم داشت :



شکل ۲_۱۳ انعکاس آیینه ای

$$\cos \varphi = - \mathbf{V_r} \cdot \mathbf{N} \qquad (۲-۵۸)$$

از طرفی

$$\mathbf{PM} = \cos \varphi \quad \mathbf{Vr} \qquad (۲-۵۹)$$

نتیجه :

$$\mathbf{PM} = - (\mathbf{V_r} \cdot \mathbf{N}) \ \mathbf{V_r} \qquad (۲-۶۰)$$

همچینین روابط زیر را داریم :

$$AM = BM$$

$$\mathbf{V_i} + \mathbf{PM} = \mathbf{MP} + \mathbf{V_r} \qquad (۲-۶۱)$$

در نتیجه :

$$\mathbf{V_r} = \mathbf{V_i} - ۲ (\mathbf{V_r} \cdot \mathbf{N}) \ \mathbf{V_r} \qquad (۲-۶۲)$$

که رابطه فوق بردار انعکاس را بر اساس بردار قائم و بردار ورودی، ارائه میدهد و میتوان آنرا بصورت گسترده زیر نوشت :

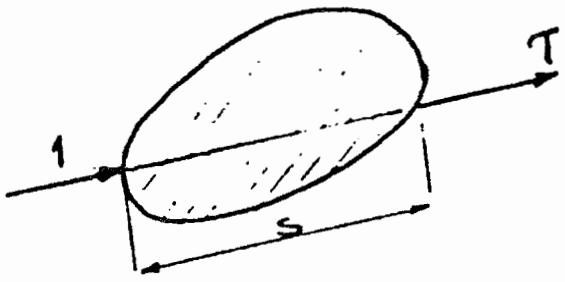
$$C_{r_1} = C_{i_1} \quad ۲(C_{i_1} N_1 + C_{i_2} N_2 + C_{i_3} N_3)$$

$$C_{r_2} = C_{i_2} \quad ۲(C_{i_1} N_1 + C_{i_2} N_2 + C_{i_3} N_3) \qquad (۲-۶۳)$$

$$C_{r_1} = C_{i_3} \quad ۲(C_{i_1} N_1 + C_{i_2} N_2 + C_{i_3} N_3)$$

۲_۳_۷_ تعیین سرنوشت پرتو هنگام عبور از گاز

شکل(۲_۱۴) را در نظر گرفته فرض کنید که بسته انرژی (به مقدار واحد) وارد توده‌ای از گاز خاکستری با خواص تشعشعی متغیر گردد. مسافتی را که بسته انرژی به طور مستقیم درون گاز پیموده است S می‌نامیم در این صورت با توجه به رابطه(۴-۲) و تعریف ضریب عبور به عنوان درصدی از انرژی ورودی که از میان توده گاز عبور کرده است، داریم :



شکل ۲_۱۴ ورود بسته انرژی به توده گاز

$$\tau = \exp\left(- \int_{\cdot}^{S} K(S^*)\, dS^* \right) \qquad (۲-۶۴)$$

و یا با استفاده از رابطه $K(S) = \alpha\,(S) + \sigma_S(S)$ خواهیم داشت :

$$\tau = \exp\left[- \int_{\cdot}^{S} (\alpha\,(S^*) + \sigma_S(S^*))\right] dS^* \qquad (۲-۶۵)$$

یعنی از نظر فیزیکی کسر τ از بسته انرژی ورودی به گاز، از گاز عبور خواهد کرد و از مقدار τ-۱ باقیمانده بخشی جذب گاز شده و بخش دیگر بسته به تابع فاز، در جهات مختلف پراکنده میشود. از نقطه نظر مونت کارلو، بسته انرژی ورودی به گاز یا کاملاً از گاز عبور میکند یا تماماً جذب گاز میشود. برای تعیین سرنوشت هر پرتو به طریق زیر عمل میکنیم :

ابتدا یک عدد تصادفی RN انتخاب میکنیم سپس مقدار ضریب عبور τ را از رابطه (۲-۶۴) بدست آورده و آن را با RN مقایسه میکنیم اگر $\tau > RN$ باشد پرتو از گاز عبور کرده است. در غیـــــراین صورت یعنی $\tau < RN$ در حالت پرتو در نقطه‌ای از مسیر خود یا جذب شده و یا در جهتی منحرف میگردد. اگر پرتو از گاز عبور کرد، بدون هیچ تغییری در جهت پرتو ورودی، به روند دنبال کردن آن ادامه می دهیم، اما در غیراینصورت بایستی نقطه‌ای را که پرتو در آن جذب یا منحرف شده، تعیین کرد.

اگر فاصله نقطه مزبور تا نقطه ابتدای ورود پرتو به گاز را t بنامیم (به شکل۲_۱۵ مراجعه شود)، از نقطه نظر آماری t را باید از رابطه زیر تعیین کرد :

$$RN_1 = \exp\left(-\int_{\cdot}^{t} K(S^*)\, dS^* \right) \qquad (۲-۶۶)$$

که با داشتن مقدار ضریب میرایی K نسبت به مکان، با استفاده از روشهای عددی میتوان مقدار t را از آن محاسبه کرد. پس از محاسبه t با داشتن جهت پرتو ورودی مختصات نقطه جذب یا انحراف، به آسانی قابل محاسبه خواهد بود.

شکل ۲_۱۵ تعیین نقطه میرایی پرتو

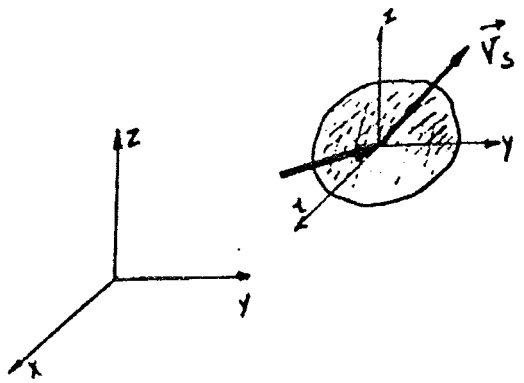
اکنون این پرسش مطرح است که در نقطه مزبور، پدیده جذب اتفاق می افتد یا پراکنش ؟

برای پاسخ یک عدد تصادفی RN انتخاب و آن را با $\omega_\omega(t) = \sigma_S(t) / K(t)$ مقایسه میکنیم که ω_ω نسبت انعکاس معادل پراکنش نامیده میشود. اگر $\omega_\omega(t) < RN$ باشد پرتو در نقطه P جذب گاز شده و سفر آن خاتمه می‌یابد. در غیراینصورت پرتو مذکور در یک جهت خاص منحرف میگردد که این جهت با توجه به تابع فاز ϕ بطور تصادفی تعیین میشود. در حالت پراکنش ایزوتوپ تعیین جهت بردار

انحراف، ساده‌تر از حالتی است که پراکنش از نوع غیر ایزوتوپ میباشد. بدین خاطر این دو حالت را بطور مجزا بررسی میکنیم.

در پراکنش ایزوتوپ برای تعیین بردار پراکنشV هیچ نیازی به بنا کردن دستگاه مختصات محلی وجود نخواهد داشت و θ, φ بردار پراکنش را میتوان به صورت تصادفی مستقیماً نسبت به دستگاه اصلی بیان کرد (شکل۲_۱۶ را ببینید).

در این حالت، از کلیه زوایای فضایی مساوی به مرکز P مقادیر انرژی یکسان میگذرد .



شکل۲_ ۱۶ دستگاه مختصات محلی در پراکنش ایزوتروپ

داریم :

$$dQ = m \sin\theta \, d\theta \, d\varphi$$

که در آن m یک ضریب تناسب میباشد در نتیجه داریم :

$$P(\theta) = \frac{\sin\theta}{\int_{0}^{\pi} \sin\theta \, d\theta} = \frac{\sin\theta}{2}$$

$$P(\varphi) = \frac{m}{\int_{0}^{2\pi} m \, d\varphi} = \frac{1}{2\pi}$$

$$R_\theta = (1/2)\int_{0}^{\theta} \sin\theta^* \, d\theta^* = (1/2)(1 - \cos\theta) \qquad (2\text{-}67)$$

که با حل آن نسبت به θ خواهیم داشت : $\cos\theta = 1 - 2R_\theta$

$$R_\varphi = \int_{0}^{\varphi} 1/(2\pi)\, d\varphi^* = \varphi/(2\pi) \qquad (2\text{-}68)$$

همچنین داریم :

$$\varphi = 2\pi R_{\varphi} \qquad (2\text{-}69)$$

سپس با نسبت دادن دو عـــدد تصادفی RN مختلف به R_{θ} و R_{φ} مقادیر θ و φ و بردار پراکنش از روابط (۶۸-۲) و (۶۹-۲) تعیین میشود مؤلفه‌های این بردار نسبت به دستگاه اصلی مستقیماً از روابط زیر محاسبه خواهند شد :

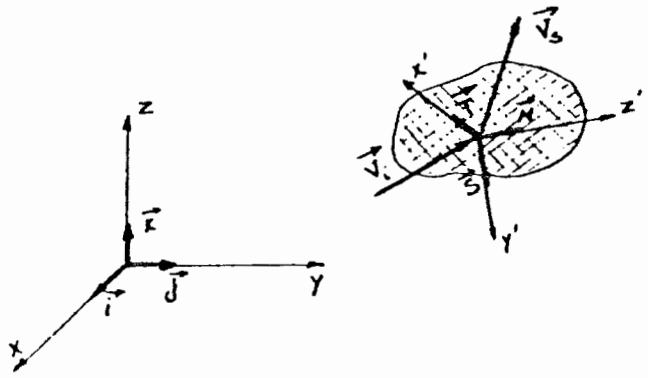
$$C_{S_1} = \sin\theta \cos\varphi \qquad (2\text{-}70a)$$

$$C_{S_2} = \sin\theta \sin\varphi \qquad (2\text{-}70b)$$

$$C_{S_3} = \cos\theta \qquad (2\text{-}70c)$$

چنانکه دیده میشود، در حالت پراکنش ایزوتوپ، بردار پراکنش به بردار ورودی بستگی ندارد .

در حالتی که پراکنش از نوع غیر ایزوتوپ باشد. مطابق شکل(۲_۱۷) باید در نقطهP یک دستگاه مختصات محلی طوری بنا کنیم که محور z' آن در جهت بردار ورودی قرار گیرد. در این صورت اگر بردار یکه محورz' را **N** فرض کنیم خواهیم داشت :



شکل ۲- ۱۷ طول مسیرپیموده شده در هر ناحیه گازی

$$\mathbf{N} = \mathbf{V_i} = C_1\,\mathbf{i} + C_2\,\mathbf{j} + C_3\,\mathbf{k} \qquad (۲\text{-}۷۱)$$

در اینجا بردارهای $\mathbf{T}$ و$\mathbf{S}$ (بردارهای یکه محورهای x' و y') منحصر به فرد نیستند و میتوانند در صفحه‌ای که در نقطه P بر N عمود است. طوری بچرخند که همواره بر هم عمود باشند به خاطر عمود بودن بر $\mathbf{N}$ خواهیم داشت :

$$\mathbf{T} \cdot \mathbf{N} = 0 \Rightarrow T_1 N_1 + T_2 N_2 + T_3 N_3 = 0 \qquad (۲\text{-}۷۲)$$

اگر مؤلفه $\mathbf{T}$ در جهت محور Z (یعنی $\mathbf{T_3}$) را به طور دلخواه صفر فرض کنیم (به عنوان قید اضافی) خواهیم داشت :

$$T_1\, C_{i1} + T_2\, C_{i2} = 0$$

چون $\mathbf{T}$ بردار یکه است، در نتیجه میتوان نوشت :

$$\mathbf{T} = \frac{1}{\sqrt{C_{11}^2 + C_{12}^2}}\,(C_{12}\,\mathbf{i} + C_{11}\,\mathbf{i}) \qquad (۲\text{-}۷۳)$$

حال S را میتوان از رابطه (۲-۴۷) بدست آورد . نتیجه به صورت زیر است :

$$S = \frac{1}{\sqrt{C_{11}^2 + C_{12}^2}} [(C_{11}C_{13}\vec{i} + C_{12}C_{13}\vec{j}) - (C_{11}^2 + C_{12}^2)\vec{k}] \qquad (۲-۷۴)$$

با توجه به روابط (۲-۷۱)، (۲-۷۳) و (۲-۷۴) و (۲-۴۸) ماتریس تبدیل بین دو دستگاه مختصات بصورت زیر خواهد بود :

$$[a_{ij}] = \begin{pmatrix} \frac{C_{12}}{\sqrt{C_{11}^2 + C_{12}^2}} & \frac{C_{11}}{\sqrt{C_{11}^2 + C_{12}^2}} & \\ \frac{C_{11}C_{12}}{\sqrt{C_{11}^2 + C_{12}^2}} & \frac{C_{12}C_{13}}{\sqrt{C_{11}^2 + C_{12}^2}} & -\sqrt{C_{11}^2 + C_{12}^2} \\ C_{11} & C_{12} & C_{13} \end{pmatrix} \qquad (۲-۷۵)$$

حال اگر مؤلفه‌های بردار پراکنش در دستگاه محلی (یعنی C'_{S_1}، C'_{S_2} و C'_{S_3}) معلوم شده باشند، مؤلفه‌های بردار مزبور در دستگاه اصلی (یعنی C_{S_1}، C_{S_2} و C_{S_3}) را میتوان از معادله (۲-۴۳) محاسبه کرد که در آن a ها از رابطه (۲-۷۵) بدست می‌آید.

اکنون برای تعیین تصادفی جهت بردار پراکنش میتوان نوشت :

$$dQ_S = \phi(\theta) \cdot d\Omega$$

$$dQ_S = m\phi(\theta) \sin\theta \, d\theta \, d\varphi$$

که در رابطه فوق m یک ضریب تناسب می‌باشد. برای محاسبه θ خواهیم داشت :

$$g(\theta) = \phi(\theta) \sin\theta \qquad (۲-۷۶a)$$

$$P(\theta) = \frac{\phi(\theta) \sin\theta}{\int_{\cdot}^{r} \phi(\theta) \sin\theta \, d\theta} \qquad (۲-۷۶b)$$

$$R(\theta) = \frac{\int_{\cdot}^{\theta} \phi(\theta^*) \sin\theta^*}{\int_{\cdot}^{r} \phi(\theta^*) \sin\theta^*} \qquad (۲-۷۶c)$$

که سمت راست معادله فوق تنها تابعی از θ بود و با معلوم بودن تابع فاز $\phi(\theta)$ نسبت دادن یک عدد تصادفی به $R(\theta)$ میتوان مقدار θ را از رابطهٔ (۲-۷۶) بصورت تحلیلی یا عددی تعیین کرد.

در مورد محاسبه φ با روند مشابه آنچه در مورد پراکنش ایزوتوپ گفته شد خواهیم داشت :

$$\varphi = ۲\pi R_{\varphi} \qquad (۲-۷۷)$$

پس از پیدا کردن تصادفی θ و φ مؤلفه‌های $C'_{S_۱}$، $C'_{S_۲}$ و $C'_{S_۳}$ نسبت به دستگاه محلی از روابط زیر بدست می‌آید :

$$C'_{S_۱} = \sin\theta \cos\varphi \qquad (۲-۷۸a)$$

$$C'_{S_۲} = \sin\theta \sin\varphi \qquad (۲-۷۸b)$$

$$C'_{S_۳} = \cos\theta \qquad (۲-۷۸c)$$

حال برای روشن شدن مطلب θ و φ بردار پراکنش را در نوع خاصی از پراکنش به نام پراکنش رایلی بدست می‌آوریم. در پراکنش رایلی تابع فاز عبارتست از :

$$\phi(\theta) = ¾ (۱ + \cos^۲ \theta) \qquad (۲-۷۹)$$

با جایگذاری مقدار در معادله (۲-۷۶c) خواهیم داشت :

$$R(\theta) = \frac{\int_{\cdot}^{\theta} ¾ (۱ + \cos^2 \theta^*) \sin \theta^* \, d\theta^*}{\int_{\cdot}^{r} ¾ (۱ + \cos^2 \theta^*) \sin \theta^* \, d\theta^*} \qquad (۲-۸۰)$$

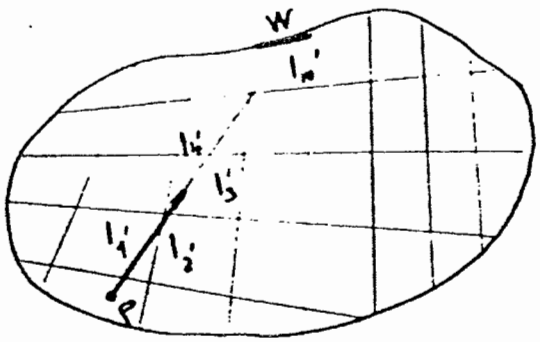
که پس از ساده سازی بدست می‌آید :

$$۴ - ۳\cos \theta - \cos^3 \theta - ۸R_\theta = ۰ \qquad (۲-۸۱)$$

که پس از نسبت دادن یک عدد تصادفی به R_θ حل عددی معادله (۲-۸۱) مقدار θ را بدست میدهد. چون ریشه معادله مزبور همواره بین صفر و π واقع است.

اکنون به محفظه ناحیه بندی خود که در شکل (۲_۱۸) نمایش داده شده است، بر میگردیم تا سرنوشت یک پرتو (با مؤلفه‌های $C_۱$، $C_۲$ و $C_۳$) که از P گسیل شده (یا در آن منعکس یا منحرف شده) است را هنگام عبور از گاز بررسی کنیم. فرض می کنیم امتداد بردار**V** سطح محفظه را در نقطه I قطع کرده باشد. با توجه به ثابت بودن خواص گاز در هر ناحیه باید مسافت‌هایی را که پرتو مزبور درون هر کدام از نواحی گازی طی کرده است، را محاسبه کنیم. ناحیه‌هایی را که پرتو مزبور در صورت عبور از گاز ، از نقطهP تا نقطه I طی میکند، به ترتیب با شماره های محلی.. , ۳ , ۲ , ۱ , m مشخص میکنیم و طولهای مربوط به هر ناحیه را به ترتیب می‌نامیم. واضح است که در نقطه P (نقطه آغاز حرکت پرتو) مقدار ضریب عبور برابر واحد میباشد و هر چه به طرف نقطه I حرکت کنیم، ضریب عبور کمتر میشود. ضریب عبور نقطه‌ای از فصل مشترک دو ناحیه که بوسیله پرتو قطع شده است، ($i = ۱،۲،۳, \quad ,m$) τ_i نامیده و مقدار در I را با L نشان میدهیم. در این صورت واضح است که :

$$1 = \tau_{1,1} > \tau_{2,1} > \tau_{3,1} > \quad > L$$



شکل ۲-۱۸ طول مسیرهای پیموده شده در هر ناحیه گازی

حال برای تعیین سرنوشت پرتو یک عدد تصادفی RN_1 انتخاب میکنیم، اگر $\tau_1 > RN_1$ باشد پرتو از ناحیه ۱ گذر کرده است، در غیر اینصورت در نقطه‌ای از این ناحیه جذب یا پراکنده شده است. فرض کنیم نامساوی $\tau_1 > RN_1$ برقرار باشد(عبور) اگر $\tau_2 > RN_1$ باشد، پرتو از گاز شماره ۲ نیز عبور کرده است و در حالت $\tau_2 < RN_1$ در نقطه‌ای از این ناحیه میرا شده (یعنی یا جذب شده و یا منحرف گشته) است. این روند را برای یافتن ناحیه که در آن $\tau_{j-1} > RN_1 > \tau_j$ برقرار شود، ادامه میدهیم. چنانچه بتوانیم چنین مقداری برای j بیابیم، پرتو مذکور در ناحیه j میرا شده است و در غیراینصورت موفق شده که به سلامت از گاز عبور کرده و به نقطه I از سطح برسد، که پس از رسیدن به سطح سرنوشت پرتو مطابق آنچه در بخش ۲-۲-۶ بیان شد، پی‌جویی میشود. فرض میکنیم، در ناحیه شماره j از مسیر طی شده درون گاز شرط $\tau_{j-1} > RN_1 > \tau_j$ برقرار شود. در این صورت چنانکه قبلاً گفته شد، پرتو در نقطه‌ای از مسیر خود درون ناحیه j میرا شده است.

حال باید ببینیم جذب اتفاق می‌افتد یا پراکنش؟

همانطور که در صفحات قبل گفته شد، یک عدد تصادفی $RN_۲$ انتخاب میکنیم، اگر

$$\omega_{S_۲} = \sigma_{S_۲} / K_۲ < RN_۲$$

باشد پدیده جذب و در غیراینصورت پدیده پراکنش اتفاق خواهد افتاد. در صورت جذب، سفر بسته انرژی خاتمه خواهد یافت. اگر ناحیه شماره j که پرتو جذب آن شده گاز بوده و سطح گسیل کننده پرتو i بوده باشد، باید یک واحد به i اضافه کنیم . اگر $\omega_{S_۲}$ حکم به پراکنش پرتو مزبور بدهد ، برای پیگیری حرکت پرتو،زاویه دید نقطه انحراف را تعیین کنیم . بنابر رابطه (۶۶-۲) میتوان نوشت :

$$RN_۱ = \tau_{j-۱} \exp (- K_j I'_j)$$

و یا

$$I'_j = (۱ / K_j) Ln (\tau_{j-۱}) / RN_۱$$

که در رابطه فوق مقدار K_j مبین طول مسیری است که پرتو در ناحیه j تا هنگام انحراف پیموده است در این صورت طول مسیر پرتو از نقطه P تا نقطه میرایی، که آن را E می‌نامیم، از رابطه زیر بدست می‌آید :

$$l = \sum_{i=۱}^{j-۱} l_\tau + l'_\tau \qquad (۲-۸۲)$$

مختصات نقطه E را میتوان از روابط زیر پیدا کرد :

$$x = x_P + C_1 \; L \tag{۲-۸۳a}$$

$$y = y_P + C_2 \; L \tag{۲-۸۳b}$$

$$z = z_P + C_3 \; L \tag{۲-۸۳c}$$

حال که جزئیات تعیین سرنوشت یک پرتو تاب شده از یک سطح خاص بیان شد، روش محاسبه ضرایب توزیع بسیار ساده خواهد بود. فرض میکنیم از هر سطح W از محفظه تعداد NR بسته انرژی گسیل شده باشد. هر یک از این پرتوها را مطابق روند بیان شده در این فصل آنقدر دنبال میکنیم که جذب یکی از سطوح یا نواحی گازی گردد. بدین ترتیب کلیه مقادیر $C_{W_iW_j}$ و $C_{W_ig_j}$ محاسبه شده و مقادیر $D_{W_iW_j}$ و $D_{W_ig_j}$ مربوطه از روابط ابتدای۲-۲-۲ تعیین میگردند.

فصل۳- بررسی اثر پارامترهای مختلف بر ضرایب تشعشعی حفره کروی

۳-۱ پیشگفتار

در این بخش با توجه به روش و نحوه محاسبات که در قسمت قبل اشاره شد به بررسی نتایج مربوط به ضرائب صدور و جذب حفره‌های کروی که دیوارهایشان تابشگر دیفیوز و منعکس کننده دیفیوز آیینه‌ایِ تشعشع حرارتی هستند، داده شده است. این نتایج کمک میکنند که درک بهتری از خصوصیات صدور وجذب حفره داشته باشیم.

۳-۲ نتایج انتقال حرارت محلی

توزیع انتقال حرارت برای سطح حفره در یک فرم بدون بعد $q/\sigma T^4$ ، که در آن T دمای یکنواخت دیوارهٔ حفره است، برای زوایای بازشدگی مختلف حفره در نمودارهای ۱۲ تا ۱۸ نشان داده شده است. دو دسته از نمودارها نشان داده شده‌اند : دستهٔ اول (اشکال ۱۲، ۱۴، ۱۶) خصوصیات انتقال حرارت محلیِ حفره‌های کاملاً آیینه‌ای را نشان میدهند، در حالیکه دستهٔ دیگر(اشکال ۱۳، ۱۵، ۱۷) خصوصیات انتقال حرارت محلی حفره‌هایی که دارای دیواره‌های دیفیوز آیینه‌ای با یک نسبت انعکاس 0.5 هستند را نشان میدهد، که در آن نسبت انعکاس به عنوان نسبت $\rho^s/(\rho^s + \rho^d)$ تعریف شده است. مطابق با هر منحنی خصوصیت انتقال حرارت محلی آیینه‌ای یا دیفیوز آیینه‌ای یک خط مستقیم افقی وجود دارد که توزیع انتقال حرارت یکنواخت را برای حفره‌های دیفیوز نشان میدهد. وقتیکه زاویهٔ بازشدگی حفره بزرگتر یا مساوی $90°$ است انتقال حرارت سطوح آیینه‌ای مستقیماً با افزایش θ افزایش می‌یابد. وقتیکه زاویهٔ بازشدگی کمتر از $90°$ است با شروع از دهانهٔ حفره انتقال

حـرارت بدون بعد به آرامی با افزایش θ کاهش می‌یابد و بعد از رسیدن به یک مینیمم به آهستگی افزایش می‌یابد. بعد از عبور از یک نقطهٔ عطف در $\theta_i = 180 - \psi$ آن به یک ماکزیمم در پایین حفره میرسـد. ما به ناحیه‌ای از حفره که برای آن $\theta < \theta_i$ به عنوان دیوار جانبی حفره (Side-wall of the cavity) و ناحیـه‌ای کـه برای آن$\theta i<\theta$ است به عنوان دیوار پایینی(Bottom-wall of the cavity) حفره اشاره میکنیم.

بـرای هـر شـرایط سطحی داده شده، هنگامیکه اندازهٔ زاویهٔ بازشدگی کاهش می‌یابد، انتقال حرارت بـدون بعـد همچـنین کاهش یافته و فاصلهٔ بین منحنی‌ها کاهش می‌یابد. این یک روند قابل انتظار اسـت زیـرا در حـالت حـدی کـه هیـچ زاویهٔ بازشدگی روی سطح حفره وجود ندارد، انتقال حرارت خـالص در تمـام محلهای داخل سطح یک حفرهٔ ایزوترمال علیرغم خصوصیات دیوار حفره باید صفر باشد.

در منـتهاالیه دیگر وقتیکه زاویهٔ بازشدگی حفره به 180 درجه نزدیک میگردد، انتقال حرارت بدون بعـد به مقدار ضریب صدور سطح نزدیک میگردد. این به دلیل آن است که حفره در حد یک سطح صـاف میگـردد و بـنابراین هیچ انعکاس تشعشعی روی سطح وجود ندارد، و انتقال حرارت محلی به آسـانی بـا $\varepsilon\sigma T^4$ نشان داده میشود. حفره‌های آیینه‌ای و دیفیوز آیینه‌ای همچنین رفتار یکسانی را باید نشان بدهند زیرا همانطوریکه در قبل اشاره شده است، برای زوایای بازشدگی بزرگ منحنی‌های توزیـع انـتقال حرارت برای تمام نسبتهای ضرایب انعکاس به سمت خط افقی ثابت مشابه با ضریب صدور دیفیوز همگرا میگردند.

در یک حفره با دیوارهای دیفیوز، ضریب صدور بالاتر ε ، یک انتقال حرارت بزرگتر را از طریق سطح مـنجر میگردد اما این حالت هنگامیکه سطح حفره آیینه‌ای می‌باشد وجود ندارد. جالب است که به تفاوت بین مقادیر انتقال حرارت بدون بعد محلی برای یک سطح دیفیوز و یک سطح آیینه‌ای توجه کـنید. ایـن تفـاوت وقـتیکه $\varepsilon = 0.5$ است بزرگترین است(نمودار ۱۶ را به عنوان مثال ببینید). در

ضـرایب صـدور بـالا این اختلاف کوچک است به دلیل آنکه مقادیر ε به واحد نزدیک میگردد، حفره جسـم سـیاه میگـردد و نـوع سطوح تقریبا بی اهمیت میگردد. در ضرایب صدور پایین همانطور که ضریب صدورکوچک میگردد (ضریب انعکاس بزرگ میشود) اختلاف بین انتقال حرارت در یک حفرهٔ دیفیـوز و یک حفرهٔ آیینه‌ای کاهش می‌یابد. این بدان دلیل است که در ضرایب صدور پایین سطح، اثـرات جهـت انعکـاس سطح به خاطر تعداد زیاد انعکاسها اهمیت کمتری پیدا میکنند. برای زوایای بازشـدگی کوچـک، فـرض دیـوار دیفیـوز وقتیکه دیوار کاملاً آیینه‌ای است میتواند باعث خطاهای بـزرگی در محاسـبهٔ انـتقال حرارت محلی شود. برای مثال وقتیکه زاویهٔ بازشدگی ۶۰ درجه است و ضـریب صـدور $\varepsilon = 0.5$ اسـت، ایـن خطـا حدود 50 درصد روی دیوار پایین حفره است و این خطا وقتیکه زاویهٔ بازشدگی کم می شود افزایش می یابد.

درنمـودار ۱۸ نسـبت ضـریب انعکـاس $\rho^s/(\rho^s + \rho^d)$ بـرای یک زاویهٔ بازشدگی حفره 60 درجه و ضـریب صدور 0.5 تغییر یافته است. نتایج نشان داده شده برای نسبتهای ضریب انعکاس صفر(کاملاً دیفیوز)، 0.25، 0.5، 0.75 و واحد(کاملاً آیینه‌ای) هستند. روی کف حفره منحنی‌های انتقال حرارت توسـط یـک فاصـلهٔ تقریـباً مساوی مجزا شده است. در مقایسهٔ منحنی‌ها روی ناحیهٔ دیوارهٔ جانبی بطـور مسـاوی فاصـله‌بـندی نشده است. برداشت و درک دیگری که میتواند با مراجعه به نمودار ۱۸ بوجود آید این است که منحنی انتقال حرارت برای یک سطح کاملاً دیفیوز و برای یک سطح کاملاً آیینـه‌ای تمـام منحـنی‌های دیگر نزدیک θ_i را محصور نمی‌کند. این نشان میدهد که سطوح کاملاً آیینه‌ای و کاملاً دیفیوز همواره حالات محدود کننده را ارائه نمی‌دهند.

۳-۳ صدور حفره

بـا توجـه به خصوصیات رفتاری حفره‌ها، ضریب صدور ظاهری همواره بزرگتر از ضریب صدور سطح است. ضریب صدور ظاهری با عریض شدن دهانهٔ حفره به ضریب صدور سطح نزدیک میگردد(یعنی حفـزه به یک سطح صاف تبدیل میگردد). وقتیکه زاویهٔ بازشدگی حفره به صفر میل میکند، ضریب صدور ظاهری در تمام حالات به یک نزدیک میگردد.

یـک اخـتلاف مهم میان نتایج ضریب صدور ظاهری حفره‌های کروی با نتایج ضریب صدور ظاهری حفره‌های استوانه‌ای و مخروطی وجود دارد. در حفره‌های کروی برای یک ضریب صدور سطح معین، ضریب صدور ظاهری همواره یک تابع افزایشی از درجهٔ آیینه‌ای نمی‌باشد. این اختلاف همچنین در روشـهای حـل تحلیلی نیز بر اساس نتایج بدست آمده مورد توجه بوده است. بر اساس نتایج نشان داده شده درنمودارهای۱ تا۶، حفره‌های آیینه‌ای وقتیکه ضریب صدور سطح 0.9 است، ضریب صدور ظاهـری بالاتـری دارند. به هر حال همانطور که ضریب صدور سطح کاهش می‌یابد، منحنی‌ها بیانگر حفـره‌هـای آیینـه‌ای شـروع بـه کـاهش شدیدتری نسبت به منحنی‌های حفره‌های دیفیوز میکنند. بالاخـره همانطورکـه ضـریب صدور سطح حفره به مقدار 0.1 نزدیک میگردد، ضریب صدور ظاهری حفرهٔ دیفیوز بزرگتر از ضریب صدور حفرهٔ آیینه‌ای میگردد. این یک ضعف حفره‌های آیینه‌ای دارایِ ضریب صدور سطح پایین است. همانطور که ضریب صدور دیوار ε تغییر میکند، منحنی‌های ضریب صـدور ظاهـری بـرای حفره‌های دیفیوز آیینه‌ای ($\rho^s/\rho = 0.5$) از منحنی‌های ضریب صدور ظاهری بـرای حفـره‌هـای دیفیوز، بطریق یکسان اما در یک سرعت کندتری نسبت به منحنی ضریب صدور ظاهـری بـرای حفـره‌هـای آیینـه‌ای منحرف میگردد. به هر حال توجه کنید که برای ضرایب صدور پـایین حفـرهٔ دیفیـوز و حفـرهٔ دیفیـوز آیینـه‌ای ضـرورتاً برای تمام زوایای بازشدگی ضرایب صدور

ظاهـری یکسـانی دارنـد. البته به نظر میرسد که برای ضرایب صدور پایین اثر دیفیوز بر اثر آیینه‌ای غالب است.

مشـاهدهٔ دیگـری کـه میتواند دربارهٔ نتایج ضریب صدور ظاهری برای حفره‌های کروی، ارایه داد آن اسـت کـه ضـریب صدور ظاهری برای یک حفرهٔ دیفیوز آیینه‌ای همواره بین ضرایب صدور ظاهری همخوان با حفره‌های کاملاً آیینه‌ای و کاملاً دیفیوز افت نمی‌کند. این مثال دیگری است که انعکاس کـاملاً دیفیـوز و انعکـاس کـاملاً آیینـه‌ای همـواره حـالات محدودکننده در تبادل تشعشعی را بیان نمی‌کند.

وابسـتگی نتایج به درجهٔ آیینه‌ای بودن در عمل وقتیکه زاویهٔ بازشدگی حفره حدوداً بزرگتر از 105 درجه میشود برای مقادیر بالا و متوسط ضریب صدور کم اهمیت می‌شود.

سـرانجام تغییـر ضـریب صـدور ظاهـری در حفره‌های کروی تابع ضعیفتری از درجهٔ آیینه‌ای بودن نسـبت بـه حفـره‌های استوانه‌ای و مخروطی است. مطابق نمودار ۷ که اثر حفره $\varepsilon_a/\varepsilon$ را به صورت تـابعی از زاویـهٔ بازشـدگی بـا ضـریـب صـدور سـطح به عنـوان یـک پارامتر نشان میدهد، میتوان مشـاهده کـرد کـه برای $\varepsilon \geq 0.5$ منحنی‌های بیانگر اثر حفره برای حالات دیفیوز، آیینه‌ای و دیفیور آیینه‌ای اغلب غیر قابل تشخیص(تمیز ناپذیر) هستند.

۳-۴ جذب تشعشع موازی شده (ضریب جذب ظاهری جهت دار)

نـتایج ضـریب جـذب ظاهـری بـرای زوایای باز شدگی مختلف در اشکال ۸ تا ۱۱ نشان داده شده اسـت. هـر شـکل ضریب جذب ظاهری جهت‌دار $\alpha_a(\gamma)$ را به عنوان تابعی از زاویهٔ برخوردی γ برای ضـرایب مختـلف جذب سطح α نشان میدهد. همچنین نتایج ضریب جذب ظاهری برای حفره‌های دیفیوز، که مستقل از γ هستند، برای مقایسه رسم شده است.

همانطور که بیان شده است، برای یک زاویهٔ بازشدگی و زاویهٔ برخوردی مشخص، وقتیکه ضریب جذب دیواره α افزایش می‌یابد، $\alpha_a(\gamma)$ نیز افزایش می‌یابد. علاوه بر این برای یک ضریب جذب دیوارهٔ α ثابت همانطور که زاویهٔ بازشدگی حفره افزایش می‌یابد، $\alpha_a(\gamma)$ برای تمام γ کاهش می‌یابد. ضریب جذب ظاهری معمولاً بزرگتر از ضریب جذب سطح حفره است. به هر حال برای زوایای بازشدگی بزرگ، ممکن است که برای برخی از مقادیر γ تشعشع ورودی به حفره بعد از اولین انعکاس به بیرون حفره منعکس گردد. در این حالات $\alpha_a(\gamma) = \alpha$ است.

وقتیکه زاویهٔ بازشدگی حفره کاهش می‌یابد، طبیعت ضریب جذب ظاهری جهت‌دار بطور اساسی تغییر میکند. به این دلیل بیان کردن یک روال کلی برای $\alpha_a(\gamma)$ مربوط به تمام زوایای بازشدگی ممکن نیست به استثنای آنکه وقتیکه زاویهٔ بازشدگی کوچکتر میگردد رفتار بغرنج‌تر(پیچیده‌تر) میگردد. به هر حال با توجه به نتایج بدست آمده میتوان گفت که در حفره‌هایی با زوایای بازشدگی کمتر از 90 درجه ضریب جذب جهت‌دار ظاهری بزرگترین مقادیرش را وقتیکه زاویهٔ برخوردی به 90 درجه نزدیک میگردد، دارد. به هر حال این مورد برای حفره‌های با $\psi \geq 90°$ وجود ندارد.یک نتیجه جالب که از نتایج منحنی‌های ضریب جذب جهت‌دار ظاهری وقتیکه زاویهٔ بازشدگی حفره کمتر از 90 درجه است آن است که در آنها وقتیکه زاویهٔ برخوردی با زاویهٔ بازشدگی حفره یکسان است یک پیک محلی دارند. به هر حال این رفتار میتواند برای زوایای بازشدگی خاص حفره که در این پروژه بررسی شده است، اتفاقی باشد. بنابراین حالات بیشتری به منظور اثبات کردن آنکه آیا این رفتار برای تمام زوایای بازشدگی حفره کمتر از $90°$ کلی است یا نه، باید مطالعه گردد.

در این جا مقایسهٔ میان مقادیرضریب جذب جهت‌دار ظاهری برای حفره‌هایی با دیوارهای دیفیوز و ضریب جذب جهت‌دار ظاهری برای حفره‌هایی با دیوارهای آیینه‌ای جالب است. توجه کنید که در حفره‌هایی با زوایای بازشدگی به اندازهٔ کافی کوچک وقتیکه ضریب جذب سطح یک مقدار کوچک

را دارد، مانند 0.1 یا کمتر، مقدار $\alpha_a(\gamma)$ برای یک حفره با دیوارهای آیینه‌ای کوچکتر از مقدار مشابه برای یک حفره با دیوارهای دیفیوز برای تمام زوایای برخوردی است. این بدان دلیل است که وقتیکه یک پرتو وارد یک حفرهٔ دارای دیوارهای آیینه‌ای میگردد، پرتو مذکور در یک دایرهٔ انعکاسی که سوراخ را قطع میکند باقی می‌ماند. بنابراین پرتو شانس خوبی برای منعکس شدن به بیرون حفره با بخش عمده‌ای از انرژی اولیه‌اش بعد از یک تعداد مناسب از انعکاس را دارد. به هر حال وقتیکه یک پرتو وارد حفره‌ای میگردد که دیوارهایش دیفیوز است، آن پرتو در حفره گم میگردد زیرا دهانهٔ حفره کوچک است و احتمال نسبتاً کوچکی وجود دارد که پرتو با انعکاس دیفیوز به بیرون از حفره منعکس گردد.

همانطور که مقدار ضریب جذب دیوارهٔ حفره بزرگتر میگردد، انتقال حرارت توسط تعداد کمی از انعکاسها تعریف میگردد. در این حالت انرژی موجود در یک پرتوی ورودی به یک حفرهٔ دیفیوز شانس بهتری برای انعکاس به بیرون از حفره نسبت به پرتویی که وارد یک حفرهٔ آیینه‌ای میگردد را دارد. این بدان دلیل است که پرتوی منعکس شده بطور دیفیوز محدود به حرکت در داخل یک دایرهٔ انعکاسی نیست که آن در بیشتر موارد حداقل تعداد انعکاسها را قبل از پرتو منعکس شده به طور آیینه‌ای که به بیرون منعکس شده است(قبل از خروج پرتو منعکس شده)، تضمین میکند. بنابراین وقتیکه α بزرگتر میگردد مقادیر $\alpha_a(\gamma)$ برای حفره‌های آیینه‌ای نزدیک به مقادیر مربوطه برای حفره‌های دیفیوز میگردد، و برای مقادیر بالای ضریب جذب سطح مورد اول از دومی برای یک محدودهٔ وسیعی از زوایای برخوردی فراتر می‌رود.برای بازشدگی‌های بزرگ حفره، حفره‌های دیفیوز و آیینه‌ای ضرایب جذب ظاهری جهت‌داری که نزدیک به یکدیگر را دارامیباشند. این بدان دلیل است که بیشتر پرتوهایی که وارد حفره میگردد بعد از تعداد کمی از انعکاس بدون توجه به اینکه سطح حفره آیینه‌ای است یا دیفیوز به بیرون منعکس شده است. در حالت حدی وقتیکه حفره

دارای دهانهٔ پهن است، ضرایب جذب ظاهری جهت‌دار هر دو حفره‌های آیینه‌ای و دیفیوز برابر بوده و با ضریب جذب سطح برابر است.

نهایتاً این باید اشاره گردد که نتایج بدست آمده بیان میکند که اینجا یک امکان و پتانسیلی برای استفاده از حفره‌های کروی دارای دیواره‌های آیینه‌ای در طراحی سطوح انتخابی جهت‌دار وجود دارد. بسته به جهت انتخابی دلخواه، یک حفره با یک اندازهٔ معین دهانه میتواند استفاده گردد. برای مثال وقتیکه زاویهٔ بازشتدگی حفره 105 درجه است و ضریب جذب α برابر 0.1 است، نسبت $\alpha_a(0) / \alpha_a(90)$ تقریباً دو است. از طرف دیگر این نسبت وقتیکه زاویهٔ بازشدگی ۶۰ درجه است برای مقدار یکسانِ α برابر0.5 است.

۳-۵ خلاصه نتایج

در برنامه کامپیوتری تهیه شده است جهت بدست آوردن هر ضریب ، بین ده هزار تا صد هزار پرتو بداخل محفظه گسیل داشته‌ایم و مسیر پرتو تا تعیین تکلیف نهائی پیجوئی شده است. بعلت اینکه از روش مونت کارلو استفاده نموده‌ایم، با بالا بردن تعداد پرتوها دقت نتایج بیشتر میشود . همینطور هر چقدر دهانه محفظه کوچکتر باشد (زوایای کوچکتر) تعداد برخورد پرتوها با محفظه افزایش می‌یابد تا نهایتاً از روزنه فوقانی خارج گشته و یا در یکی از برخوردها جذب گردد . اگر تصور نمائید که این عملیات ۱۰۰۰۰۰ بار و یا بیشتر با استفاده از اعداد تصادفی صورت پذیرد آنگاه میتوان مطمئن بود تمام حالات ممکنه اتفاق بیافتد . با توجه به نتایج رفتار حفره های کروی را با توجه به نمودارها بصورت زیر میتوان بیان نمود.

۱- با افزایش میزان بازشدگی دهانه، میزان ضریب جذب کروی محفظه کاهش می‌یابد .

۲- نتایج نشان میدهد که بازتابش بصورت دیفیوز باعث افزایش ضریب جذب کروی میگردد.

۳- ضمناً همانطوری که مشخص است انعکاس بصورت دیفیوز زمان محاسبه را بالا می‌برد.

۴- با افزایش زاویه بازشدگی دهانه، ماکزیمم ضریب جذب کروی نمودارها در حالات متفاوت دیفیوز و آئینه‌ای بودن کاهش می‌یابد.

۵- با افزایش عدد α سطحی و نزدیک شدن به عدد 1 تأثیر دیفیوز و انعکاسی بودن سطح کاهش یافته و در مقادیر حدود 1 تقریباً بی‌تأثیر است.

۶- برمبنای ضریب انعکاس سطحی ثابت با کاهش میزان ضریب جذب، میزان ضریب جذب کروی کاهش می‌یابد.

۷- در حفره‌های کروی ایزوترمال دارای دیوارهای انعکاس آیینه‌ای، توزیع انتقال حرارت مورد نیاز برای نگهداری حفره به صورت ایزوترمال میتواند به شدت غیر یکنواخت باشد. این توزیع غیر یکنواخت وقتیکه زاویهٔ بازشدگی حفره کاهش می‌یابد، بیشتر معلوم و مشهود میگردد. انتقال حرارت محلی همواره روی دیوارهٔ حفره بر خلاف دهانه بزرگترین است. این رفتار در حفره‌های کروی دیفیوز که در آن انتقال حرارت محلی میان دیوارهٔ حفره یکنواخت است مشاهده نمی شود.

۸- تاثیر روزنه در حفره‌های کروی، در زوایای بازشدگی کوچک و ضرایب صدور کوچک، مشخصتر است.به هر حال تاثیر حفره برای درجهٔ آیینه‌ای بودن دیوارهٔ حفره مانند سایر انواع حفره‌ها، حساس نیست.

۹- برخلاف دیگر ساختارهای حفره، مواردی وجود دارند که در آن ضریب صدور ظاهری یک حفرهٔ دیفیوز از ضریب صدور ظاهری یک حفرهٔ آیینه‌ای تجاوز میکند. بعلاوه در برخی موارد ضریب صدور ظاهری برای یک حفرهٔ دیفیوز آیینه‌ای بین ضرایب صدور ظاهری یک حفرهٔ کاملاً دیفیوز و ضرایب

صدور ظاهری یک حفرهٔ کاملاً آیینه‌ای قرار نمی‌گیرد. یعنی آنکه دیوارهای کاملاً آیینه‌ای و کاملاً دیفیوز به نظر نمی‌رسد که برای همیشه موارد محدود کننده باشند.

۱۰- ضریب جذب ظاهری جهت‌دار حفره‌های کروی دارای دیوارهای آیینه‌ای وقتیکه زاویهٔ بازشدگی کوچک است و ضریب جذب دیواره کاهش می‌یابد، بیش از پیش وابسته به زاویهٔ برخوردیِ تشعشع است. این رفتار برای زوایای بازشدگی کمتر از 90 درجه بیشتر مشهود است.

۱۱- مقایسهٔ میان ضریب جذب ظاهری جهت‌دار حفره‌های کروی دارای دیوارهای دیفیوز و دیوارهای آیینه‌ای به تمام پارامترهای مشروحه بستگی دارد : زاویهٔ برخوردی، اندازهٔ دهانهٔ حفره، و ضریب جذب سطح. به هر حال برای حفره‌های دارای یک زاویهٔ بازشدگی کوچک و ضریب جذب پایین، حفرهٔ دیفیوز یک جاذب کارآمدتری نسبت به حفرهٔ آیینه‌ای، برای یک محدودهٔ وسیعی از زوایای برخوردی می باشد.

در ادامه برای نمونه میزان مغایرت بین جوابهای حاصل از روش مونت کارلو و حل دقیق ارائه شده است. همانطوری که دیده میشود این تفاوتها بسیار اندک و تقریباً مطابق حل دقیق می‌باشد (جداول ۶ و ۷).

فصل۴_ بررسی اثر پارامترهای مختلف بر ضریب جذب تشعشعی حفره‌های مخروطی و استوانه‌ای

۴_۱_ تقاطع پرتو با سطح استوانه

در ابتدا باید معادله خط بردار پرتو را بدست بیاوریم. با توجه به مختصات نقطه پرتاب x_p , y_p , z_p که از این به بعد با ($x_.$, $y_.$, $z_.$) مشخص خواهند شد و همچنین بردار پرتو :

$$\vec{V} = C_1 \vec{i} + C_2 \vec{j} + C_3 \vec{k}$$

معادله خط برابر خواهد بود با :

$$\frac{x - x_.}{C_1} = \frac{y - y_.}{C_2} = \frac{z - z_.}{C_3} \qquad (۴-۱)$$

که با حل پارامتری معادله مزبور خواهیم داشت :

$$x = x_. + C_1 t \qquad (۴-۲a)$$

$$y = y_. - C_2 t \qquad (۴-۲b)$$

$$t = \frac{-(2x_0C_1 + C_2(2y_0 \quad D) \quad [(z_0C_3D^2)/(2L_2^2)]}{2\{C_1^2 + C_2^2 - [(D^2C_3^2)/(4L_2^2)]\}} \pm \frac{\sqrt{\{2x_0C_1 + C_2(2y_0 \quad D) \quad [(z_0C_3D^2)/(2L_2^2)]\}^2 \quad 4[C_1^2 + C_2^2 - (D^2C_3^2/4L_2^2)][x_0^2 + (y_0 \quad D/2)^2 - D^2z_0^2/4L_2^2}}{2\{C_1^2 + C_2^2 - [(D^2C_3^2)/(4L_2^2)]\}}$$

(۴-۵)

،در اینجا ابتدا t را محاسبه و با جایگذاری در روابط (۴-۲)، t مناسب را تعیین و سپس مختصات نقطه تقاطع پرتو با سطح محفظه مشخص خواهد شد.

۴_۳_ تعیین سرنوشت پرتو برخورد کرده با سطح محفظه

می‌خواهیم ببینیم پس از اینکه بردار با یکی از سطوح محفظه (سطح استوانه و یا سطح مخروط) برخورد کرد چه سرنوشتی در انتظار پرتو می‌باشد. از نظر فیزیکی، از کل مقدار انرژی ورودی به سطح که مقدار آن را واحد فرض میکنیم، مقداری برابر ضریب جذب سطح، جذب سطح شده و بقیه آن از سطح منعکس میشود، از این مقدار منعکس شده، مقداری به صورت دیفیوز و بقیه به صورت آینه‌ای منعکس خواهد شد ولیکن ما علاقه ای به شکستن انرژی ورودی به مقادیر یاد شده نداریم و سرنوشت پرتو را با استفاده از ملاحظات آماری تعیین خواهیم کرد یعنی اینطوری استدلال می‌کنیم که اگر تعداد بسیار زیادی از این بسته های انرژی به سطح برسند، نسبت آن تعداد پرتوهایی که جذب شده

اند، به کل تعداد پرتوهای رسیده به سطح ، به سمت α (ضریب جذب سطح) میل خواهد کرد. بدین ترتیب برای تعیین سرنوشت V به طریق زیر عمل می کنیم :

یک عدد تصادفی RN_1 انتخاب می کنیم عدد انتخاب شده را با α سطح مقایسه می‌کنیم. اگر $\alpha >$ RN_1 بود، پرتو جذب سطح شده و سفر پرتو خاتمه می یابد، اگر $\alpha < RN_1$ بود بدین معناست که پرتو از سطح منعکس خواهد شد، برای تشخیص نوع انعکاس نیز باز هم به ملاحظات آماری پناه می‌بریم، بدین ترتیب که یک عدد تصادفی دیگر RN_2 انتخاب کرده و آنرا با μ (درصد انعکاس آینه‌های سطح برابر با ($\mu = \rho^s/\rho$) مقایسه میکنیم. اگر $\mu > RN_2$ باشد ، انعکاس از نوع آینه‌ای خواهد بود. در غیر این صورت، پرتو به صورت دیفیوز منعکس می شود، خلاصه مطالب گفته شده را می توان به شکل زیر نمایش داد :

$\alpha < RN_1 \rightarrow$ انعکاس , $\mu > RN_2 \rightarrow$ انعکاس آیینه‌ای

$\alpha > \mathbf{RN_1} \rightarrow$ **جذب** $\mu < RN_2 \rightarrow$ انعکاس دیفیوز

چنان که گفته شد، در صورت جذب پرتو، سفر آن به انتها رسیده است ولی اگر انعکاس روی دهد، باز هم باید سرنوشت پرتو پی‌جویی گردد. یعنی باید بردار انعکاس، بسته به نوع انعکاس محاسبه گردد.

۴-۳-۱- انعکاس دیفیوز

به منظور تعیین جهت بردار بازتابش نیز به مانند روش ارائه شده در بخش ۲-۲-۴ عمل می کنیم . که θ و φ آن را از روابط زیر بدست می‌آید :

$$\theta = \sin^{-1}\sqrt{R_\theta} \qquad (۴-۶)$$

$$\varphi = 2\pi R_\varphi$$

و با نسبت دادن دو عدد تصادفی مختلف به R_φ و R_θ با استفاده از معادله (۴-۶) جهت بردار بازتابش (θ,φ) بدست می‌آید . اگر بردار انعکاس را V_r بنامیم، مؤلفه‌های آن نسبت به دستگاه اصلی، عبارت خواهند بود از :

$$C'_{r1} = \sin\theta\cos\varphi$$

$$C'_{r2} = \sin\theta\sin\varphi$$

$$C'_{r3} = \cos\theta$$

۴-۳-۲- انعکاس آیینه‌ای

شکل ۲_۱۶ را در نظر بگیرید و فرض کنید $\mathbf{V_i}$ بردار ورودی به سطح W، $\mathbf{V_r}$ بردار انعکاس آیینه ای و $\mathbf{N}$ بردار قائم یکه در نقطه P از سطح مزبور باشد که بردار اخیر از روابط فصل دوم قابل محاسبه است. با توجه به اینکه در انعکاس آینه‌ای بردارهای تابش، بازتابش و بردار قائم، همگی در یک صفحه قرار دارند و بردار قائم با هر یک از دو بردار تابش و بازتابش زاویه‌های یکسان میسازد و با توجه به علائم بکار رفته در شکل ۱۶، M وسط خط AB است، داریم :

استوانه :

$$N_1 = \frac{-2x}{\sqrt{x^2 + (y - D/2)^2}} \qquad (4\text{-}7a)$$

$$N_2 = \frac{-(2y - d)}{\sqrt{x^2 + (y - D/2)^2}} \qquad (4\text{-}7b)$$

$$N_3 = 0 \qquad (4\text{-}7c)$$

مخروط :

$$N_1 = \frac{-x}{\sqrt{x^2 + [y - D/2]^2 + [(zD^2)/(2L_2)]^2}} \qquad (4\text{-}8a)$$

$$N_2 = \frac{-(y - D/2)}{\sqrt{x^2 + [y - D/2]^2 + [(zD^2)/(2L_2)]^2}} \qquad (4\text{-}8b)$$

$$N_3 = \frac{-D^2 z}{2L_2^2 \sqrt{x^2 + [y - D/2]^2 + [(zD^2)/(2L_2)]^2}} \qquad (4\text{-}8c)$$

۴_۴_ محاسبه ضریب جذب تشعشعی :

با توجه به نحوه محاسبه نقطه پرتاب و تعیین سرنوشت پرتو که در فصل دوم به آن اشاره شده است، برای محاسبه ضریب جذب تشعشعی مراحل زیر را طی خواهیم کرد :

۱- شمارنده‌ای برای ضریب جذب در نظر خواهیم گرفت در صورت جذب پرتو توسط سطوح محفظه یک شماره به شمارنده فوق الذکر اضافه خواهد شد و در صورت خروج پرتو از محفظه، تغییری در شمارنده ایجاد نخواهد شد . در ابتدا شمارنده برابر صفر خواهد بود.

۲- نقطه پرتاب با توجه به مطالب فصل دوم مشخص خواهد شد .

۳- جهت پرتاب رابا استفاده از به مطالب فصل دوم تعیین خواهیم کرد .

۴- با استفاده از روابط اشاره شده در بند ۴-۱ محل تقاطع بردار امتداد پرتو را با سطح استوانه و یا مخروط بدست خواهیم آورد.

۵- در صورتیکه پرتو مذکور جذب گردد، یک شماره به شمارنده اضافه خواهیم کرد، در غیر این صورت امتداد بردار بازتابش را با استفاده از روابط بند ۴-۳، تعیین خواهیم کرد و پرتو را تا مرحلهٔ جذب و یا خروج از محفظه پیگیری خواهیم کرد.

۶- در صورت جذب پرتو یا خروج پرتو از محفظه ، یک پرتو جدید به درون محفظه می‌فرستیم.

۷- با تقسیم تعداد پرتوهای جذب شده به کل تعداد پرتوهای فرستاده شده ضریب جذب تشعشعی محفظه مشخص خواهد شد.

در اینجا ابتدا صحت محاسبات و برنامه کامپیوتری را با مقایسه با اعداد بدست آمده برای مخروط یا استوانه می‌سنجیم و سپس اثر پارامترهای مختلف مانند هندسه، ضریب جذب دیواره‌ها و نسبت آینه‌ای بودن دیواره‌ها را بررسی خواهیم کرد.

۴_۵_ بررسی صحت محاسبات

برای بررسی صحت محاسبات و برنامه کامپیوتری , نتایج در جداول ۴ و ۵ آورده شده است. در جدول ۵ که مختص مخروط می‌باشد در ستون اول ضریب جذب به دست آمده ناشی از حل تحلیلی می‌باشد و ستون های دوم وسوم مربوط به حل به روش مونت کارلو می باشد.

به همین ترتبب در جدول ۶ نیز نتایج مربوط به استوانه به مانند نتایج مخروط آورده شده است .

از جداول فوق می توان به نتایج زیر دست یافت :

۱- استوانه :

۱-۱- در نسبت آیینه‌ای بودن یکسان بدنه ، با افزایش نسبت L/R و ضریب تشعشعی بدنه، ضریب جذب تشعشعی جسم افزایش می‌یابد.

۱-۲- درنسبت L/R و ضریب جذب تشعشعی بدنه یکسان، با کاهش نسبت آینه‌ای بودن بدنه، ضریب جذب جسم افزایش می‌یابد.

۱-۳- اعداد حاصل از محاسبات جدید انجام شده تفاوت ناچیزی با جوابهای حاصله از حل تحلیلی دارد.

۱-۴- به منظور دستیابی به بالاترین ضریب جذب تشعشعی جسم، باید جنسی برای بدنه جسم انتخاب کرد که ضریب جذب تشعشعی و نسبت آینه‌ای بودن آن به یک نزدیکتر باشد.

۲- مخروط

۲-۱- در نسبت آینه‌ای بودن یکسان، با افزایش φ و ضریب جذب تشعشعی بدنه، ضریب جذب تشعشعی جسم افزایش می‌یابد.

۲-۲- در φ و ضریب جذب تشعشعی بدنه یکسان، با کاهش نسبت آینه‌ای بودن بدنه، ضریب جذب تشعشعی کاهش می‌یابد.

۲-۳- به منظور دستیابی به بالاترین ضریب تشعشعی جسم باید جنسی برای بدنه جسم انتخاب کرد که ضریب تشعشعی و نسبت آینه‌ای بودن آن به یک نزدیک تر باشد .

۲-٤- به منظور دستیابی به بالاترین ضریب جذب تشعشعی جسم، باید جنسی رای بدنه جسم انتخاب کرد که ضریب جذب تشعشعی و نسبت آینه‌ای بودن آن به یک نزدیکتر باشد.

منابع

1- Sparrow, E. M., and R. D. Cess, **Radiation Heat Transfer**, Augmented Edition, McGraw-Hill, New York, 1979.

2- Siegel, R., and J. R. Howell, **Thermal Radiation Heat Transfer**, 2nd Edition, McGraw-Hill, New York, 1981.

3- Eckert, E. R. G., and R. Drake, **Heat and Mass Transfer**, McGraw-Hill, New York, 1987.

4- Hottel, H. C., Radiant Heat Transmission, in Mc Adams, W. H. (ed.), **Heat Transmission**, 3rd Edition, Capter 4, McGraw-Hill, New York, 1954.

5- Jakob, M., **Heat Transfer**, Vol. II, John Wiley and Sons, New York, 1957.

6- Sparrow, E. M., J. L. Gregg, J. V. Szel, and P. Manos, Analysis, Results, and Interpretation for Some Simply-Arranged Gray Surface, **Journal of Heat Transfer**, Vol. C83, 1961, pp. 207-214.

7- Eckert, E. R. G., and E. M. Sparrow, Radiative Heat Transfer Between Surface with specular Reflection, **International Journal of Heat and Mass Transfer**, Vol. 3, 1961, pp. 42-54.

8- Sparrow, E. M., E. R. G. Eckert, and V. K. Jonsson, An Enclosure Theory for Radiative Exchange between Specul..ry and Diffusely Reflecting Surfaces, **Journal of Heat Transfer**, Vol. C84, 1962, pp. 294-300.

9- Hammersley, J. M., and D. C. Handscomb, **Monte Carlo Methods**, Chapman and Hall, London England, 1979.

10- Howell, J. R., and M. Perlmutter, Monte Carlo Solution of Thermal Transfer Through Radiant Media Between Gray Surfaces, **Journal of Heat Transfer**, Vol. C86, 1964, pp. 116-122.

11- Corlett, R. C., Direct Monte Carlo Calculation of Radiantive Heat Transfer in Vacuum, **Journal of Heat Transfer**, Vol. C88, 1966, pp. 376-382.

12- Gouffe, A., Aperture Correction for Artificial Blackbodies, Taking Account of Multiple Reflections, **Revue d Optique (Theorique et Instrumentale)**, Vol. 24, 1946, pp. 1-10, As Reviewed by Williams, C. S., Discussion of the Theories of

Cavity-Type Sources of Radiant Energy, **Journal of the Optical Society of America**, Vol. 51, No. 5, 1961, pp. 564-571.

13- De Vos, J. C., Evaluation of the Quality of a Blackbody, **Physic**, Vol. 20, 1954, pp. 669-689.

14- Buckley, H., Radiation From Interior of a Reflecting Cylinder, **Philosophical Magazine**, Vol. 4, 1927, pp. 753-762.

15- Buckley, H., Radiation From Inside a Circular Cylinder, **Philosophical Magazine**, Vol. 6, 1928, pp. 447-457.

16- Buckley, H., Radiation From the Inside a Circular Cylinder, **Philosophical Magazine**, Vol. 17, 1934, pp. 576-581.

17- Sparrow, E. M., and L. U. Albers, Apparent Emissivity and Heat Transfer in a Long Cylindrical Hole, **Journal of Heat Transfer**, Vol. C82, 1960, pp. 253-255.

18- Sparrow, E. M., L. U. Albers, and E. R. G. Eckert, Thermal Radiation Characteristics of Cylindrical Enclosures, **Journal of Heat Transfer**, Vol. C84, 1962, pp. 73-81.

19- Quinn, T. J., The Calculation of the Emissivity of Cylindrical Cavities Giving Near Blackbody Radiation, **British Journal of Applied Physics**, Vol. 18, 1967, pp. 1105-1113.

20- Vollmer, J., Study of the Effective Thermal Emittance of Cylindrical Cavities, **Journal of the Optical Society of America**, Vol. 47, No. 10, 1957, pp. 926-932.

21- Williams, C. S., Specularly vs Diffusely Reflecting Walls for Cavity Type Sources of Radiant Energy, **Journal of the Optical Society of America**, Vol. 59, No. 3, 1969, pp. 249-252.

22- Sparrow, E. M., R. P. Heinisch, and N. Shamsundar, Apparent Hemispherical Emittance of Baffled Cylindrical Cavities, **Journal of Heat Transfer**, Vol. C96, 1974, pp. 112-114.

23- Sparrow, E. M., and R. P. Heinisch, The Normal Emittance of Circular Cylindrical Cavities, **Applied Optics**, Vol. 9, No. 11, 1970, pp. 2569-2572.

24- Sparrow, E. M., and V. K. Jonsson, Radiant Emission Characteristics of Diffuse Conical Cavities, **Journal of Optical Society of America**, Vol. 53, 1963, pp. 816-821.

25- Polgar, L. G., and J. R. Howell, **Directional Thermal-Radiative Properties of Conical Cavities**, NASA Technical Note D-2904, 1965.

26- Sparrow, E. M., and V. K. Jonsson, **Absorption and Emission Characteristics of Diffuse Spherical Enclosures**, NASA Technical Note D-1289, 1962.

27- Campanaro, P., and T. J. Ricolfi, Effective Emissivity of a Spherical Cavity, **Applied Optics**, Vol. 5, No. 6, 1966, pp. 929-932.

28- Safwatt, H. H., Absorption of Thermal Radiation in a Hemispherical Cavity, **Journal of Heat Transfer**, Vol. C92, 1970, pp. 198-201.

29- Sparrow, E. M., Radiant Absorption Characteristics of Concave Cylindrical Cavities, **Journal of Heat Transfer**, Vol. C84, 1962, pp. 283-293.

30- Howell, J. R., and M. Perlmutter, **Directional Behavior of Emitted and Reflected Radiant Energy From a Specular Gray, Asymmetric Groove**, NASA Technical Note D-1874, 1963.

31- Perlmutter, M., and J. R. Howell, A Strongly Directional Emitting and Absorbing Surface, **Journal of Heat Transfer**, Vol. C85, 1963, pp. 282-283.

32- Kholopov, G. K., on the Emissivity of a Circular, Tubular Mirror Cavity with a Slit Aperture, **Heat Transfer-Soviet Research**, Vol. 5, No 2, 1973, pp. 51-54.

33- **A Monte Carlo Primer : A Practical Approach to Radiation Transport**; by Stephen A. Dupree, Stanley K. Fraley; ISBN : 0306467488 (December, 1 , 2001)

34- کتاب محاسبات عددی تالیف دکتر بهمن مهری، چاپ دهم 1380، ناشر: انتشارات جهاد دانشگاهی واحد صنعتی امیرکبیر، سال تالیف 1372 هجری شمسی،

جداول

و

نمودارها

جدول 1 - ضرایب صدور ظاهری حفره‌های کروی محاسبه شده توسط روش مونت کارلو برای خواص و زوایای بازشدگی متفاوت

زاویهٔ بازشدگی	emissivity = 0.9			emissivity = 0.7			emissivity = 0.5			emissivity = 0.3			emissivity = 0.1		
	rr = 0	rr = 0.5	rr = 1	rr = 0	rr = 0.5	rr = 1	rr = 0	rr = 0.5	rr = 1	rr = 0	rr = 0.5	rr = 1	rr = 0	rr = 0.5	rr = 1
0	1.0000	1.0000	1.0000	1.0000	1.0000	1.0000	1.0000	1.0000	1.0000	1.0000	1.0000	1.0000	1.0000	1.0000	1.0000
15	0.9981	0.9982	0.9985	0.9927	0.9941	0.9915	0.9832	0.9860	0.9684	0.9618	0.9611	0.9034	0.8671	0.8629	0.6401
30	0.9926	0.9944	0.9965	0.9721	0.9769	0.9773	0.9372	0.9425	0.9266	0.8648	0.8659	0.8004	0.6239	0.6199	0.4476
45	0.9840	0.9882	0.9927	0.9409	0.9519	0.9581	0.8723	0.8851	0.8771	0.7453	0.7537	0.7057	0.4314	0.4320	0.3413
60	0.9730	0.9798	0.9865	0.9032	0.9198	0.9315	0.8000	0.8189	0.8213	0.6316	0.6444	0.6228	0.3077	0.3101	0.2736
75	0.9604	0.9686	0.9765	0.8629	0.8816	0.8963	0.7296	0.7499	0.7603	0.5363	0.5499	0.5480	0.2307	0.2334	0.2247
90	0.9474	0.9534	0.9591	0.8235	0.8364	0.8473	0.6667	0.6799	0.6891	0.4615	0.4699	0.4735	0.1818	0.1833	0.1832
105	0.9346	0.9360	0.9371	0.7876	0.7901	0.7916	0.6137	0.6159	0.6162	0.4051	0.4062	0.4051	0.1500	0.1502	0.1496
120	0.9231	0.9225	0.9218	0.7568	0.7554	0.7535	0.5714	0.5700	0.5674	0.3636	0.3627	0.3605	0.1290	0.1289	0.1283
135	0.9134	0.9125	0.9115	0.7322	0.7303	0.7281	0.5395	0.5377	0.5352	0.3343	0.3332	0.3315	0.1152	0.1150	0.1146
150	0.9061	0.9055	0.9049	0.7144	0.7132	0.7119	0.5173	0.5163	0.5149	0.3148	0.3142	0.3133	0.1064	0.1063	0.1061
165	0.9015	0.9014	0.9012	0.7036	0.7033	0.7029	0.5043	0.5040	0.5036	0.3036	0.3035	0.3032	0.1016	0.1015	0.1015
180	0.9000	0.9000	0.9000	0.7000	0.7000	0.7000	0.5000	0.5000	0.5000	0.3000	0.3000	0.3000	0.1000	0.1000	0.1000

rr = Reflectivity of the specular reflection (ρ^s) / Reflectivity (ρ)

جدول 2 - مقایسهٔ نتایج بدست آمده از روش عددی آماری مونت کارلو با نتایج بدست آمده از روش تحلیلی

الف) زاویهٔ بازشدگی = 60 درجه

ضریب صدور	rr = 0			rr = 0.5			rr = 1		
	Monte Carlo	Analytical	% Differ.	Monte Carlo	Analytical	% Differ.	Monte Carlo	Analytical	% Differ.
0.9	0.9730	0.9732	0.021	0.9798	0.9795	-0.031	0.9865	0.9813	-0.530
0.7	0.9032	0.9030	-0.022	0.9198	0.9154	-0.481	0.9315	0.9315	0.000
0.5	0.8000	0.7989	-0.138	0.8189	0.8138	-0.627	0.8213	0.8223	0.122
0.3	0.6316	0.6315	-0.016	0.6444	0.6423	-0.327	0.9228	0.9264	0.389
0.1	0.3077	0.3079	0.065	0.3101	0.3096	-0.161	0.2736	0.2770	1.227

ب) ضریب صدور = 0ر5

زاویهٔ بازشدگی	rr = 0			rr = 0.5			rr = 1		
	Monte Carlo	Analytical	% Differ.	Monte Carlo	Analytical	% Differ.	Monte Carlo	Analytical	% Differ.
120	0.5714	0.5716	0.035	0.5700	0.5694	-0.105	0.5674	0.5663	-0.194
105	0.6137	0.6128	-0.147	0.6159	0.6169	0.162	0.6162	0.6177	0.243
90	0.6667	0.6647	-0.301	0.6799	0.6746	-0.786	0.6891	0.6810	-1.189
75	0.7296	0.7307	0.151	0.7499	0.7498	-0.013	0.7603	0.7638	0.458
60	0.8000	0.7989	-0.138	0.8189	0.8138	-0.627	0.8213	0.8223	0.122
45	0.8723	0.8688	-0.403	0.8851	0.8854	0.034	0.8771	0.8810	0.443
30	0.9372	0.9390	0.192	0.9425	0.9476	0.538	0.9266	0.9455	1.999
15	0.9832	0.9912	0.807	0.9860	1.0002	1.420	0.9684	1.0011	3.266

rr = Reflectivity of the specular reflection (ρ_s) / Reflectivity (ρ)

%Differ. = 100 × [(Analytical - Monte Carlo) / Analytical]

جدول 3 - مقایسهٔ نتایج حاصله از روش آنالیز دقیق و روش مونت کارلو برای ضریب جذب ظاهری جهت‌دار در یک حفرهٔ کروی با دیوارهای آیینه‌ای

{زاویهٔ بازشدگی $\varphi=15$ و ضریب جذب $\alpha = 0.3$}

الف)

γ	Analytical	Monte Carlo	%Differ.
0	0.8732	0.8711	0.240
6	0.8683	0.8706	-0.265
18	0.9134	0.9132	0.022
30	0.8657	0.8655	0.023
42	0.8890	0.8881	0.101
54	0.8982	0.8987	-0.056
66	0.9378	0.9326	0.554
78	0.9748	0.9746	0.021
84	0.9857	0.9857	0.000
90	0.9899	0.9908	-0.091

جدول 4- مقایسهٔ ضریب جذب بدست آمده از روشهای مختلف برای مخروط

Openinig angle(deg.)	Absorptivity	rr = 1.0			rr = 0.5			rr = 0.0		
		Analitical	Monte Carlo 1	Monte Carlo 2	Analitical	Monte Carlo 1	Monte Carlo 2	Analitical	Monte Carlo 1	Monte Carlo 2
15	0.1	0.3167	0.3160	0.3150	0.3000	0.2977	0.2934	0.2762	0.2732	0.2701
	0.2	0.5328	0.5307	0.5280	0.4920	0.4874	0.4843	0.4449	0.4409	0.4377
	0.3	0.6829	0.6756	0.6743	0.6260	0.6201	0.6106	0.5668	0.5592	0.5561
	0.5	0.8604	0.8531	0.8513	0.7993	0.7922	0.7869	0.7406	0.7324	0.7231
	0.7	0.9456	0.9395	0.9318	0.9084	0.8978	0.8928	0.8641	0.8546	0.8501
	0.9	0.9881	0.9840	0.9821	0.9745	0.9703	0.9681	0.9595	0.9595	0.9569
30	0.1	0.1845	0.1840	0.1819	0.1827	0.1823	0.1809	0.1788	0.1780	0.1763
	0.2	0.3424	0.3415	0.3401	0.3363	0.3351	0.3343	0.3254	0.3235	0.3201
	0.3	0.4782	0.4756	0.4723	0.4668	0.4644	0.4623	0.4493	0.4470	0.4461
	0.5	0.6946	0.6918	0.6869	0.6752	0.6700	0.6632	0.6508	0.6459	0.6399
	0.7	0.8510	0.8477	0.8421	0.8318	0.8236	0.8204	0.8105	0.8044	0.8012
	0.9	0.9601	0.9536	0.9490	0.9512	0.9446	0.9388	0.9412	0.9316	0.9205
60	0.1	0.1136	0.1135	0.1129	0.1136	0.1136	0.1134	0.1136	0.1136	0.1136
	0.2	0.2238	0.2237	0.2232	0.1138	0.2236	0.2237	0.2238	0.2235	0.2232
	0.3	0.3308	0.3305	0.3297	0.3308	0.3303	0.3301	0.3307	0.3301	0.3301
	0.5	0.5357	0.5354	0.5349	0.5355	0.5347	0.5340	0.5352	0.5337	0.5336
	0.7	0.7294	0.7281	0.7271	0.7290	0.7267	0.7243	0.7286	0.7262	0.7238
	0.9	0.9124	0.9102	0.9090	0.9121	0.9094	0.9050	0.9118	0.9092	0.9048

rr = Reflectivity of the specular reflection (ρ^s) / Reflectivity (ρ)

جدول 5 - مقایسهٔ ضریب جذب بدست آمده از روشهای مختلف برای استوانه

L / R	Absorbtivity	rr = 1.0			rr = 0.0		
		Analitical	Monte Carlo 1	Monte Carlo 2	Analitical	Monte Carlo 1	Monte Carlo 2
1.0	0.1	0.2453	0.2450	0.2446	0.2484	0.2474	0.2461
	0.2	0.4283	0.4240	0.4203	0.4245	0.4202	0.4151
	0.3	0.5718	0.5675	0.5643	0.5566	0.5540	0.5523
	0.5	0.7766	0.7675	0.7711	0.7424	0.7336	0.7280
	0.7	0.9044	0.8898	0.8803	0.8692	0.8575	0.8430
	0.9	0.9784	0.9587	0.9389	0.9619	0.9415	0.9181
2.0	0.1	0.3486	0.3443	0.3411	0.3476	0.3446	0.3421
	0.2	0.5600	0.5510	0.5422	0.5361	0.5316	0.5268
	0.3	0.7204	0.6879	0.6699	0.6572	0.6524	0.6492
	0.5	0.8717	0.8534	0.8427	0.8087	0.7971	0.7854
	0.7	0.9547	0.9299	0.9034	0.9038	0.8900	0.8712
	0.9	0.9919	0.9762	0.9583	0.9718	0.9627	0.9573
4.0	0.1	0.4931	0.4893	0.4869	0.4458	0.4438	0.4421
	0.2	0.7114	0.7025	0.9034	0.6116	0.6135	0.6102
	0.3	0.8305	0.8200	0.8188	0.7097	0.7081	0.7048
	0.5	0.9422	0.9244	0.9190	0.8328	0.8247	0.8177
	0.7	0.9833	0.9675	0.9588	0.9138	0.8992	0.8794
	0.9	0.9975	0.9947	0.9921	0.9743	0.9669	0.9543

rr = Reflectivity of the specular reflection (ρ^{s}) / Reflectivity (ρ)

جدول 6 - مقایسهٔ نتایج روش مونت کارلو و روش حل دقیق(تحلیلی) در کره‌ای با سطح داخلی کاملاً دیفیوز

زاویهٔ بازشدگی دهانه	حل دقیق(تحلیلی) Absorptivity = 0.9	حل بروش مونت کارلو Absorptivity = 0.9	میزان خطا (درصد)
2	0.9999	1	0.01
4	0.9998	1	0.02
6	0.9996	1	0.04
8	0.9994	0.9999	0.045
10	0.9991	0.9999	0.08
12	0.9987	0.9997	0.08
14	0.9983	0.9994	0.095
16	0.9978	0.9991	0.11
18	0.9972	0.9990	0.15
20	0.9966	0.9990	0.23
22	0.9956	0.9990	0.28
24	0.9952	0.9989	0.34
26	0.9942	0.9988	0.44
28	0.9935	0.9988	0.5
30	0.9926	0.9987	0.58

جدول 7 - مقایسهٔ نتایج روش مونت کارلو و روش حل دقیق(تحلیلی) در کره‌ای با سطح داخلی کاملاً دیفیوز

زاویهٔ بازشدگی دهانه	حل دقیق(تحلیلی) Absorptivity = 0.7	حل بروش مونت کارلو Absorptivity = 0.7	میزان خطا (درصد)
2	0.9998	1	0.02
4	0.9994	0.9998	0.035
6	0.9988	0.9969	0.14
8	0.9979	0.9996	0.15
10	0.9967	0.9993	0.3
12	0.9953	0.9991	0.38
14	0.9936	0.9981	0.45
16	0.9917	0.9981	0.65
18	0.9896	0.9975	0.8
20	0.9872	0.9973	1
22	0.9846	0.9971	1.2
24	0.9818	0.9967	1.35
26	0.9787	0.9966	1.8
28	0.9755	0.9963	2
30	0.9720	0.9951	2.15

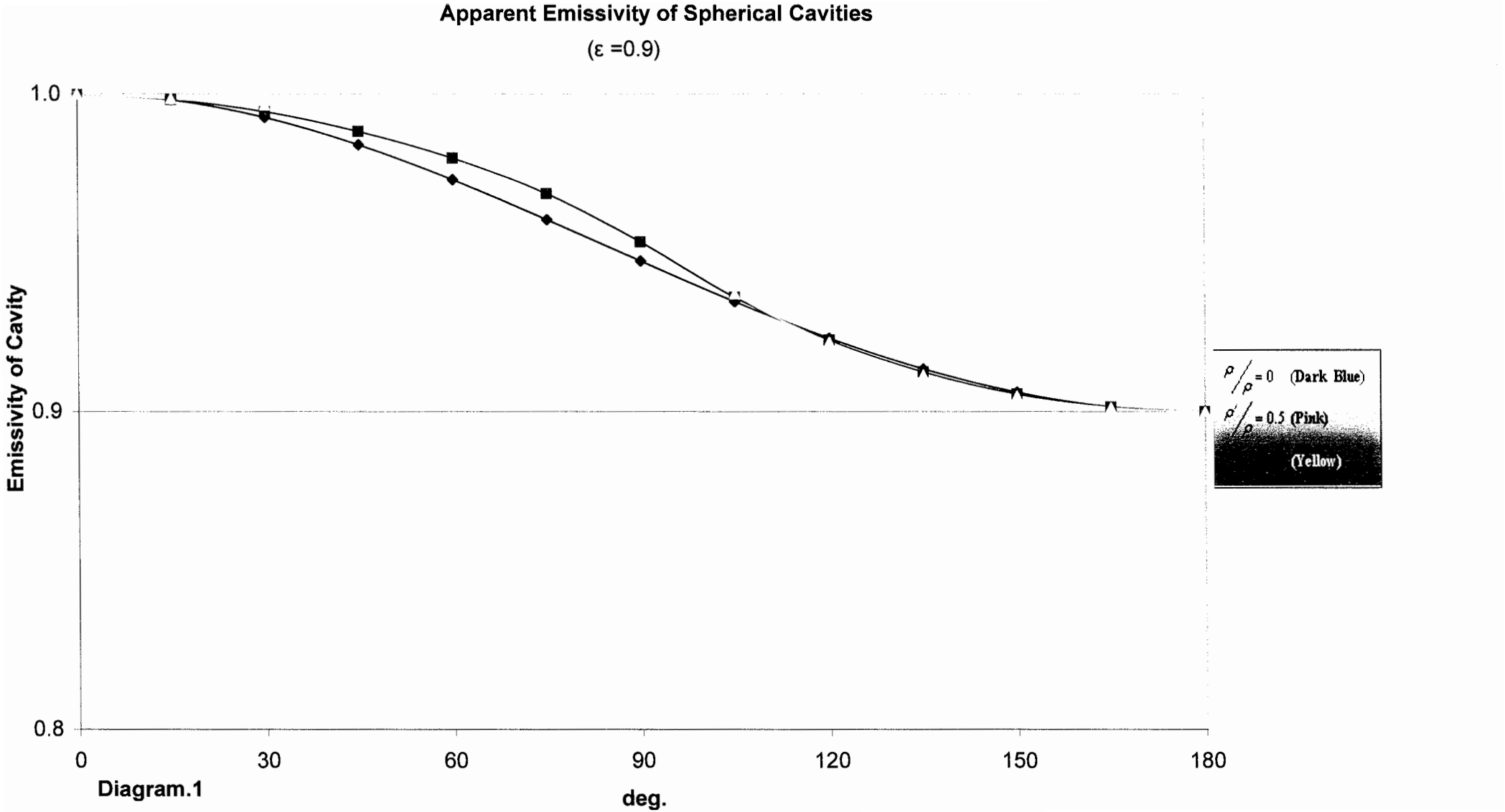

Apparent Emissivity of Spherical Cavities
(ε =0.9)
1.0
0.9
0.8
Emissivity of Cavity
0
30
60
90
120
150
180
deg.
ρ/ρ = 0 (Dark Blue)
ρ'/ρ = 0.5 (Pink)
(Yellow)

Diagram.1

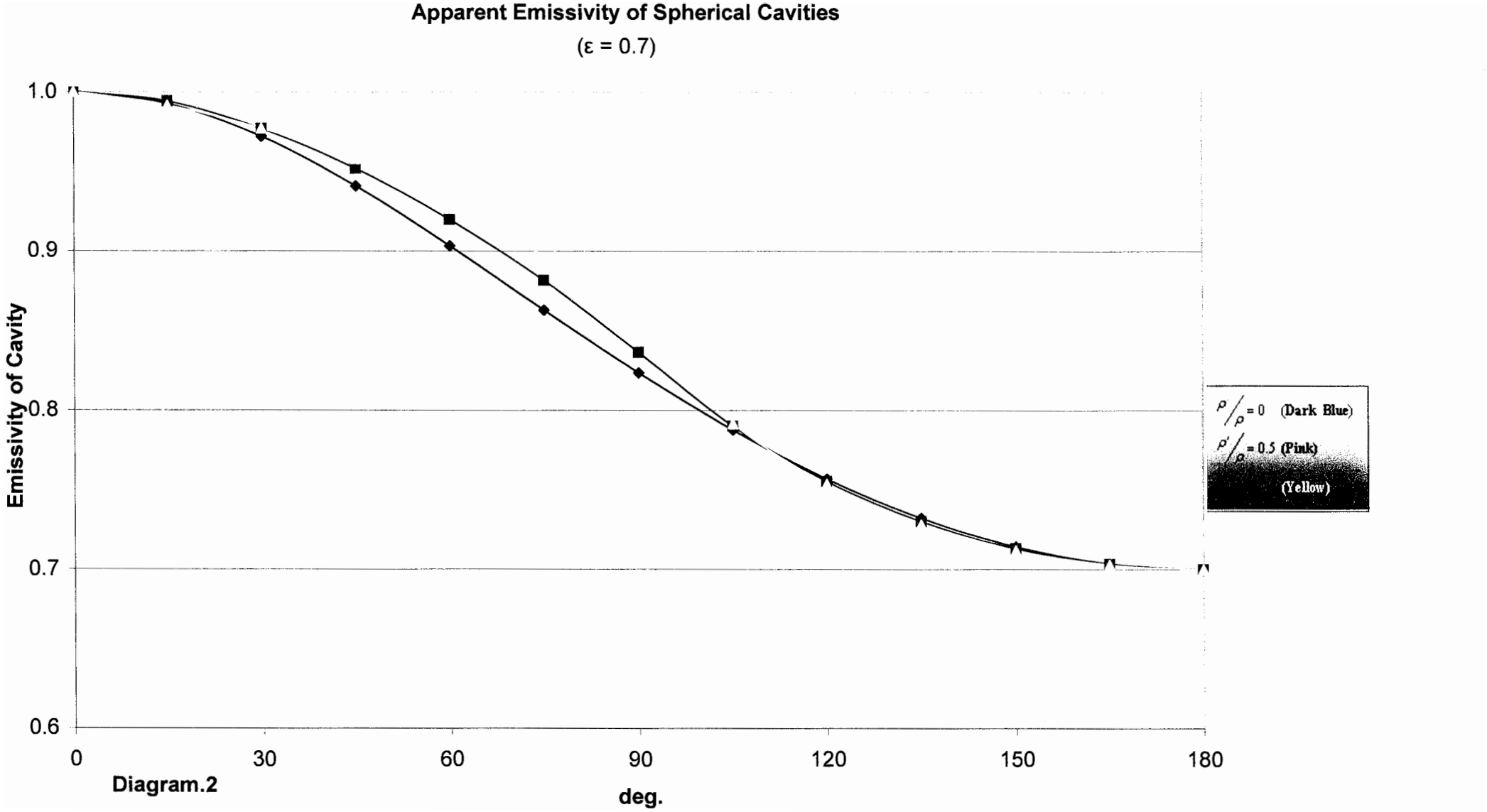

Apparent Emissivity of Spherical Cavities
(ε = 0.7)
1.0
0.9
0.8
0.7
0.6
Emissivity of Cavity
0
30
60
90
120
150
180
deg.
ρ/ρ = 0 (Dark Blue)
ρ'/ρ = 0.5 (Pink)
(Yellow)

Diagram.2

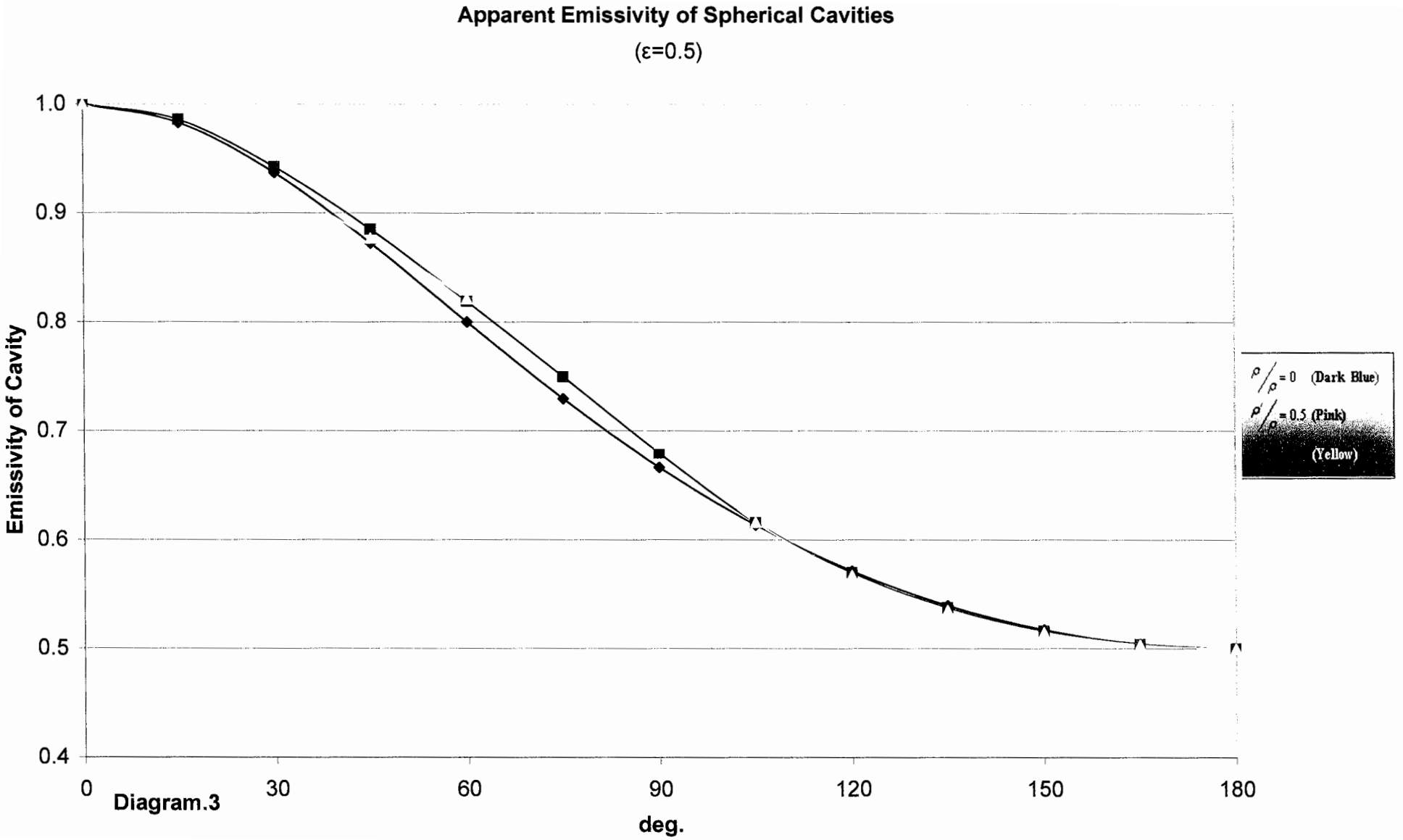

Apparent Emissivity of Spherical Cavities
(ε=0.5)
Emissivity of Cavity
1.0
0.9
0.8
0.7
0.6
0.5
0.4
0
30
60
90
120
150
180
deg.
ρ/ρ = 0 (Dark Blue)
ρ'/ρ = 0.5 (Pink)
(Yellow)

Diagram.3

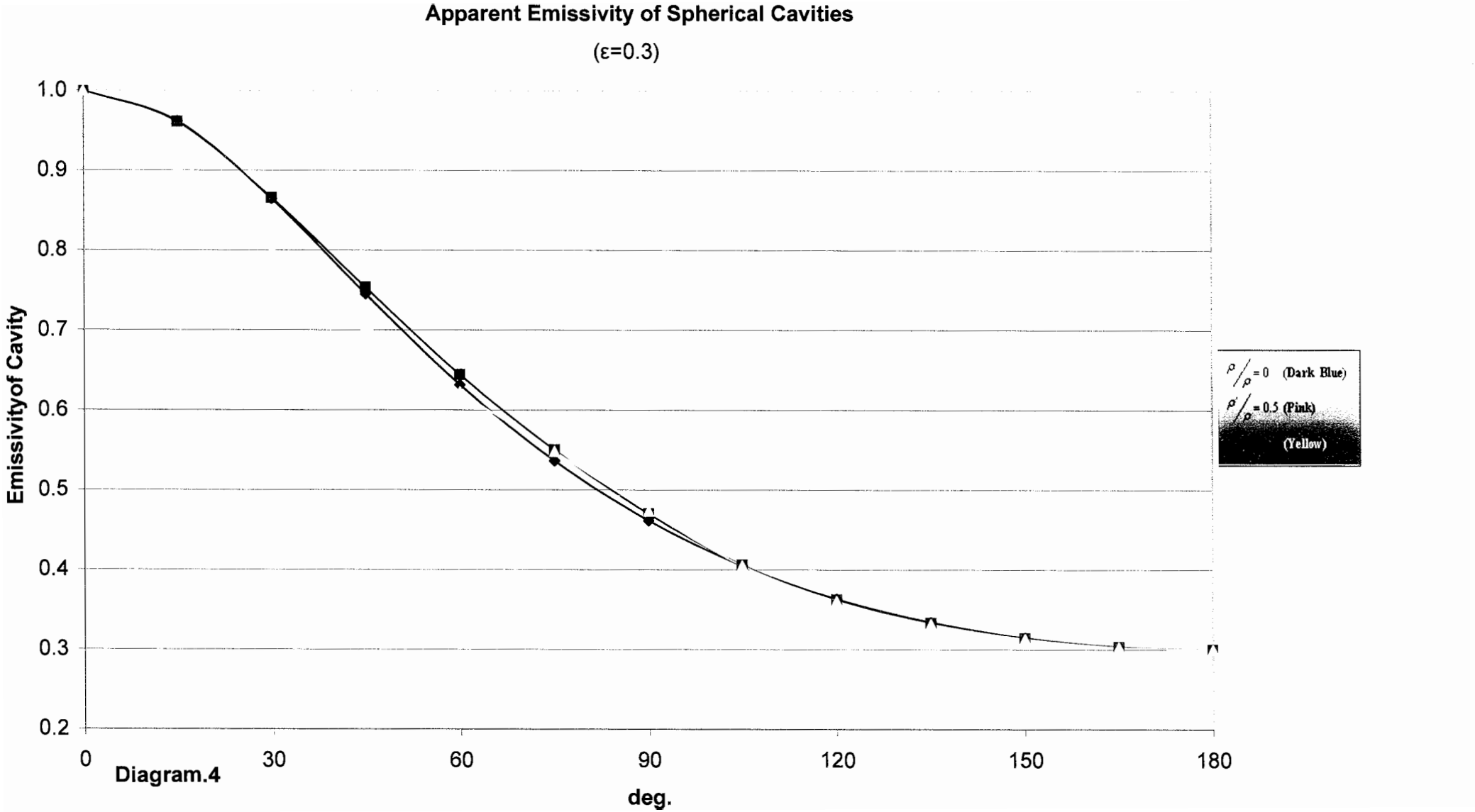

Apparent Emissivity of Spherical Cavities
(ε=0.3)
Emissivityof Cavity
1.0
0.9
0.8
0.7
0.6
0.5
0.4
0.3
0.2
0
30
60
90
120
150
180
deg.
ρ/ρ = 0 (Dark Blue)
ρ'/ρ = 0.5 (Pink)
(Yellow)

Diagram.4

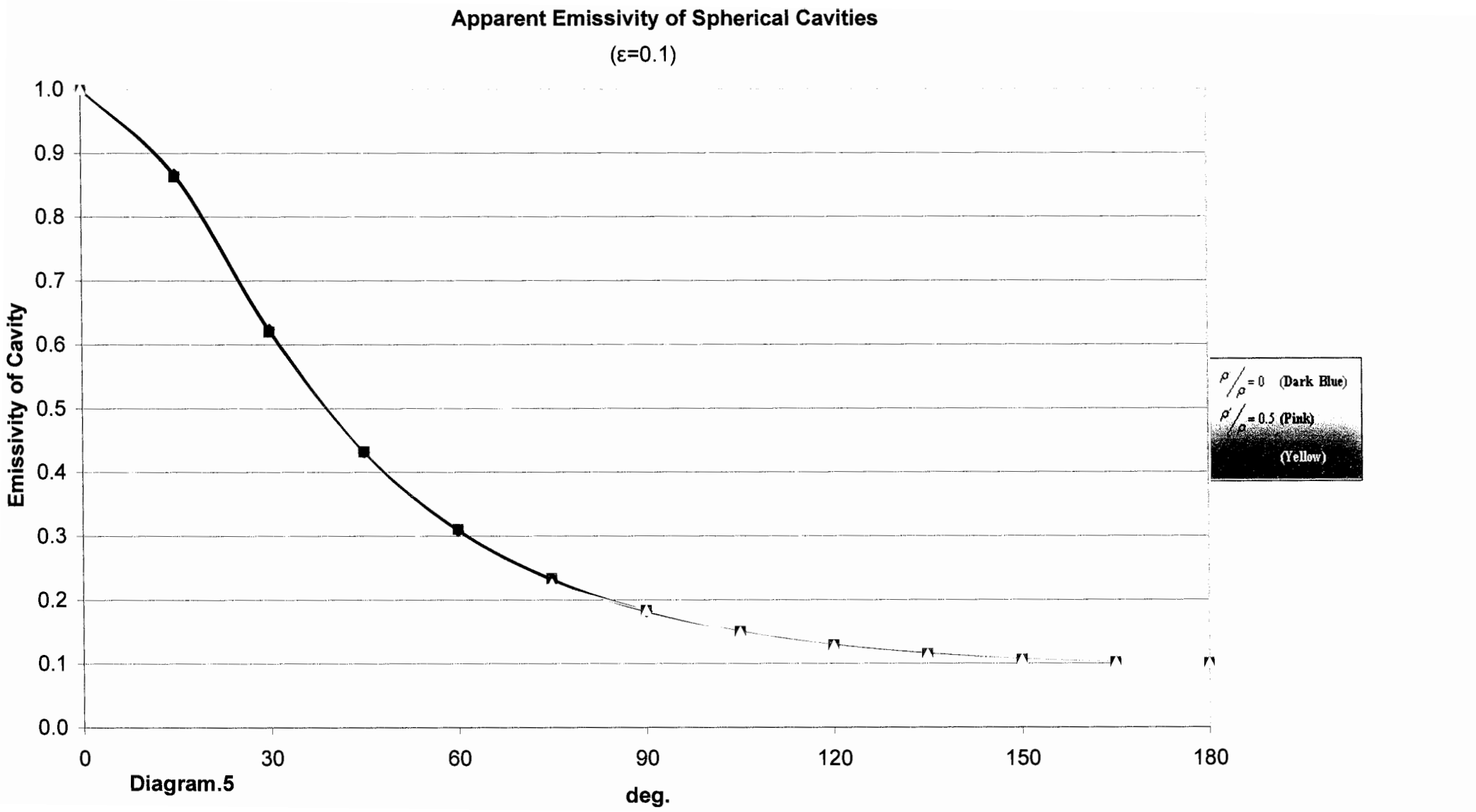

Apparent Emissivity of Spherical Cavities
(ε=0.1)
Emissivity of Cavity
1.0
0.9
0.8
0.7
0.6
0.5
0.4
0.3
0.2
0.1
0.0
0
30
60
90
120
150
180
deg.
ρ'/ρ = 0 (Dark Blue)
ρ'/ρ = 0.5 (Pink)
(Yellow)

Diagram.5

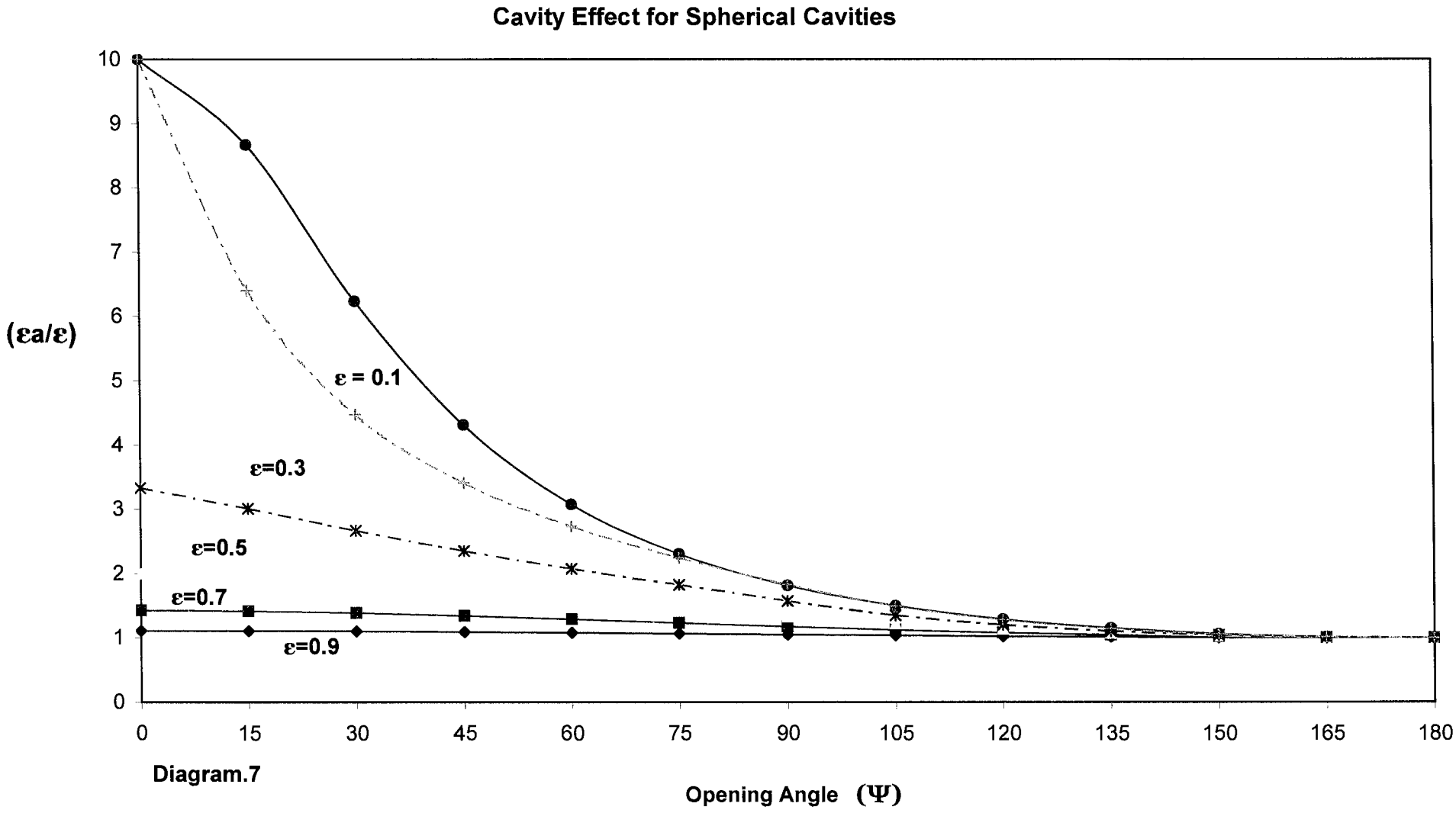

Cavity Effect for Spherical Cavities
(εa/ε)
10
9
8
7
6
5
4
3
2
1
0
ε = 0.1
ε=0.3
ε=0.5
ε=0.7
ε=0.9
0
15
30
45
60
75
90
105
120
135
150
165
180
Opening Angle (Ψ)

Diagram.7

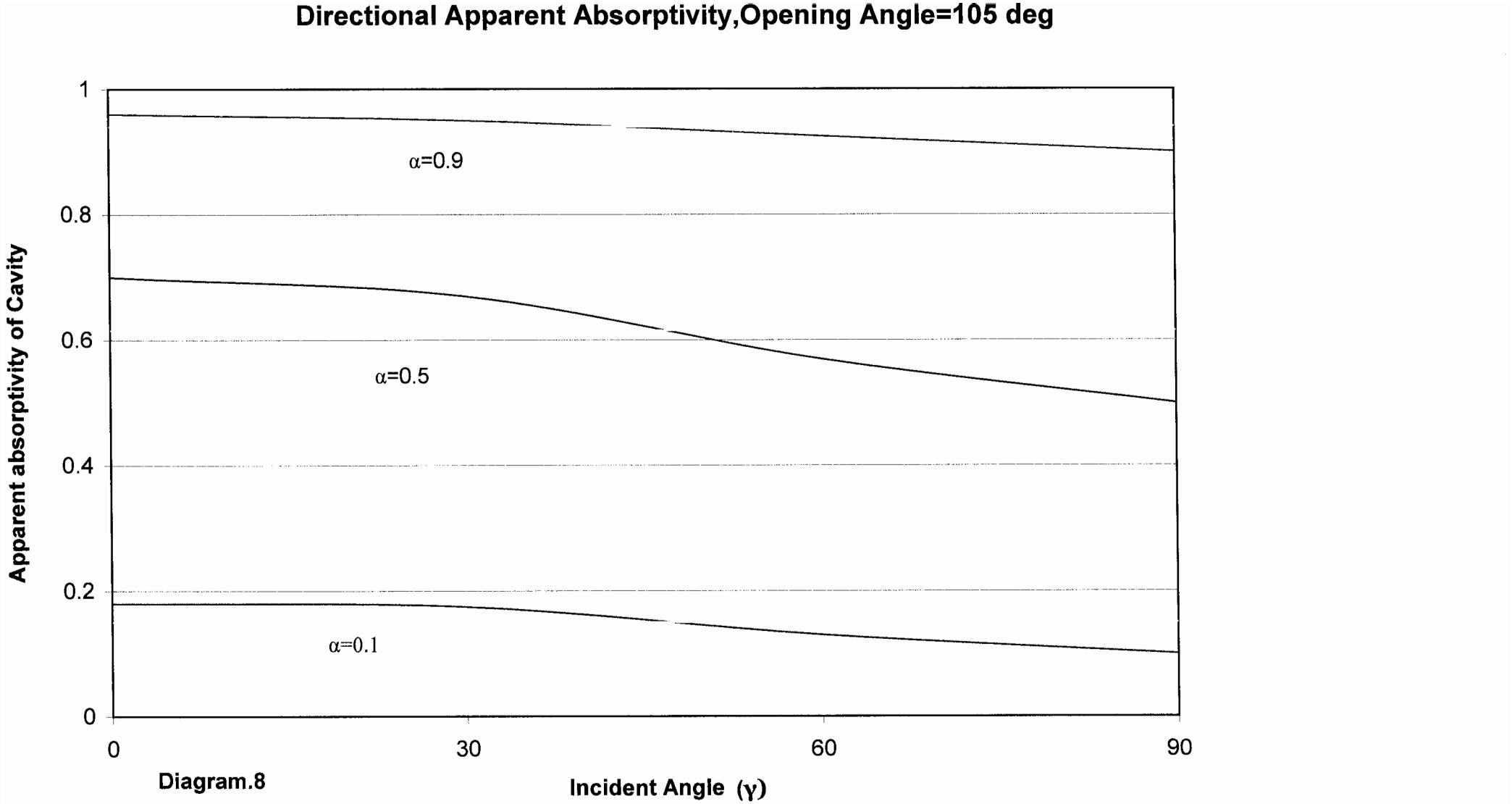

Directional Apparent Absorptivity,Opening Angle=105 deg
Apparent absorptivity of Cavity
1
0.8
0.6
0.4
0.2
0
α=0.9
α=0.5
α=0.1
0
30
60
90
Incident Angle (γ)

Diagram.8

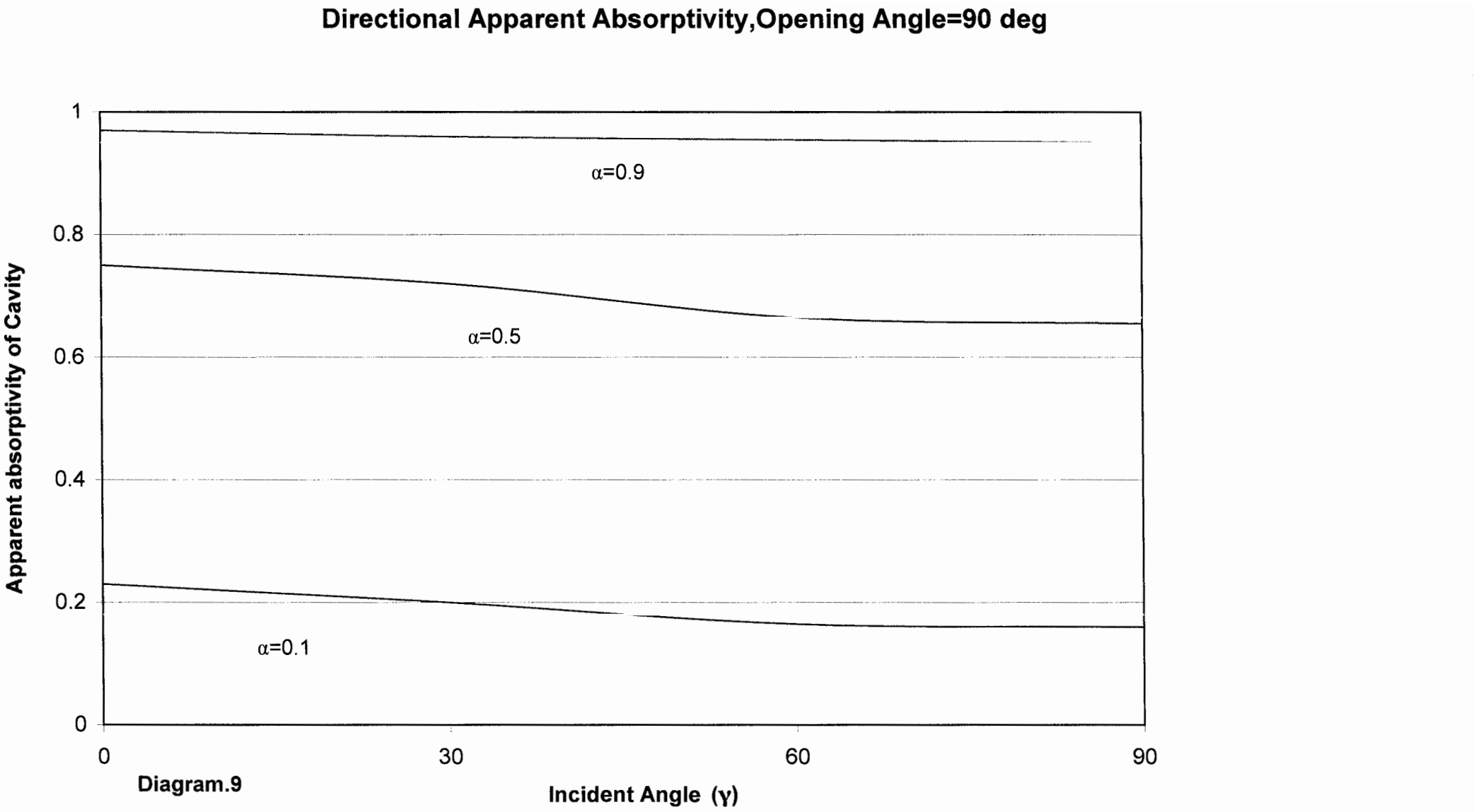

Directional Apparent Absorptivity,Opening Angle=90 deg
Apparent absorptivity of Cavity
1
0.8
0.6
0.4
0.2
0
α=0.9
α=0.5
α=0.1
0
30
60
90
Incident Angle (γ)

Diagram.9

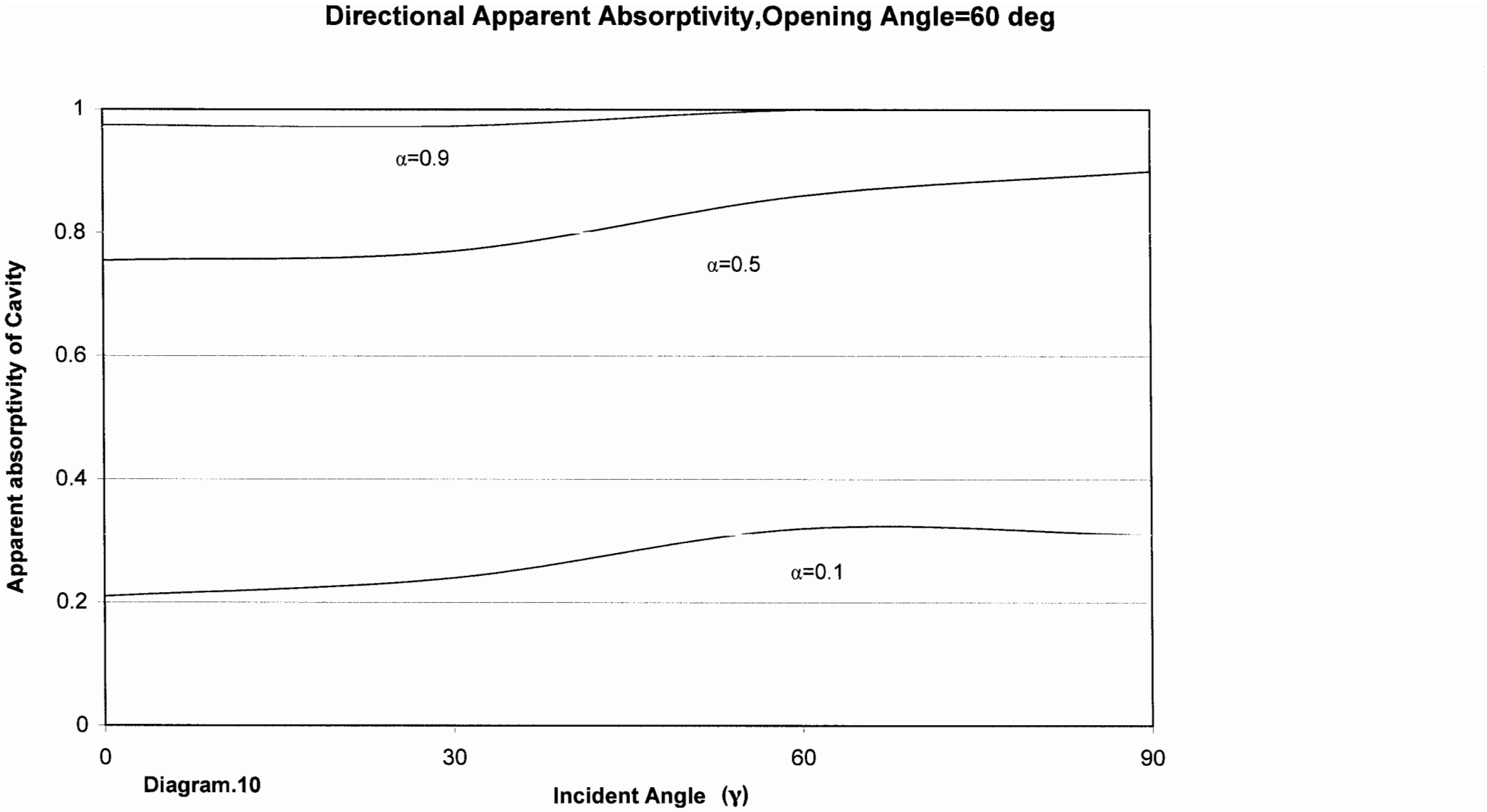

Directional Apparent Absorptivity,Opening Angle=60 deg
Apparent absorptivity of Cavity
1
0.8
0.6
0.4
0.2
0
α=0.9
α=0.5
α=0.1
0
30
60
90
Incident Angle (γ)

Diagram.10

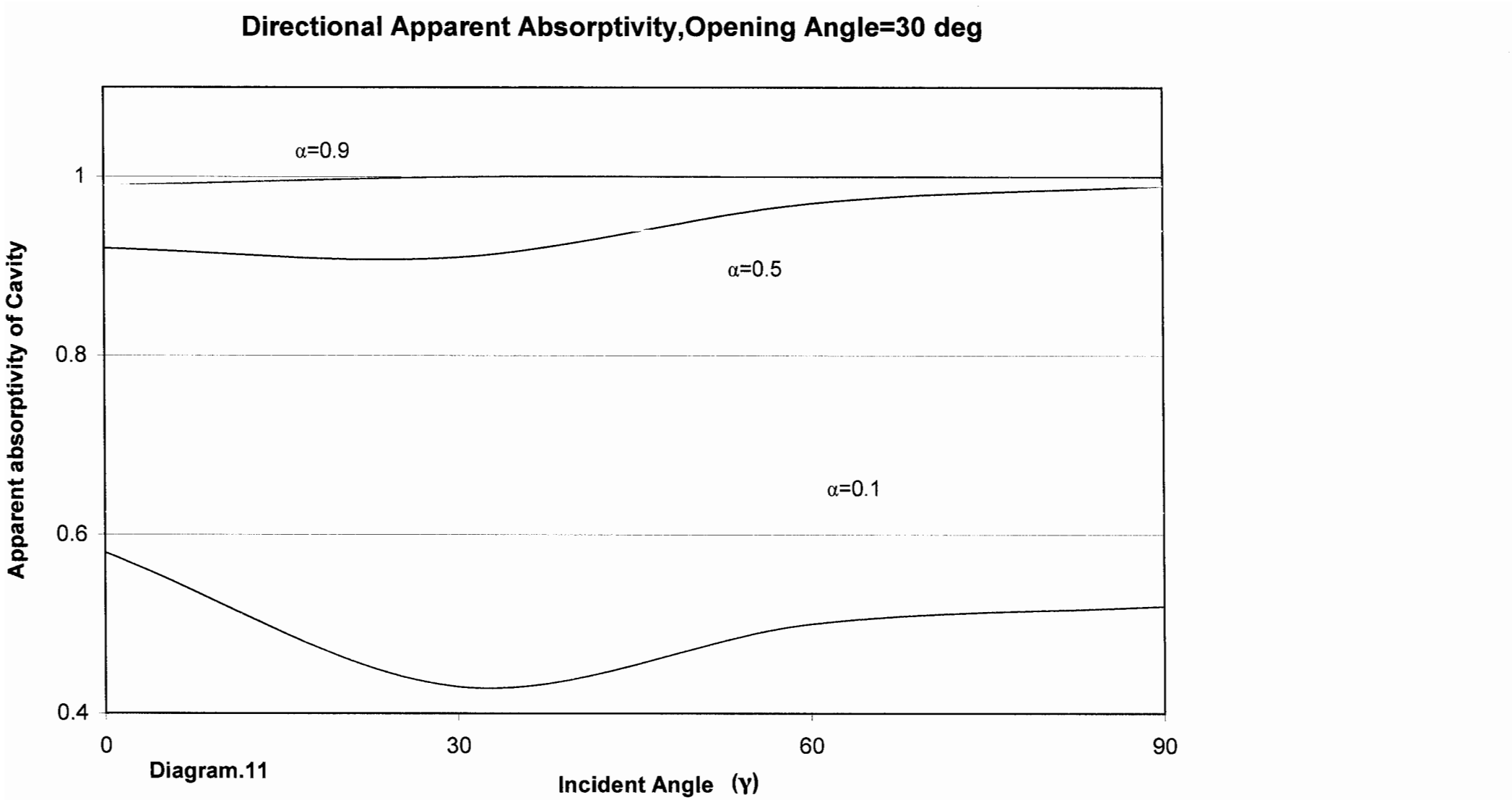
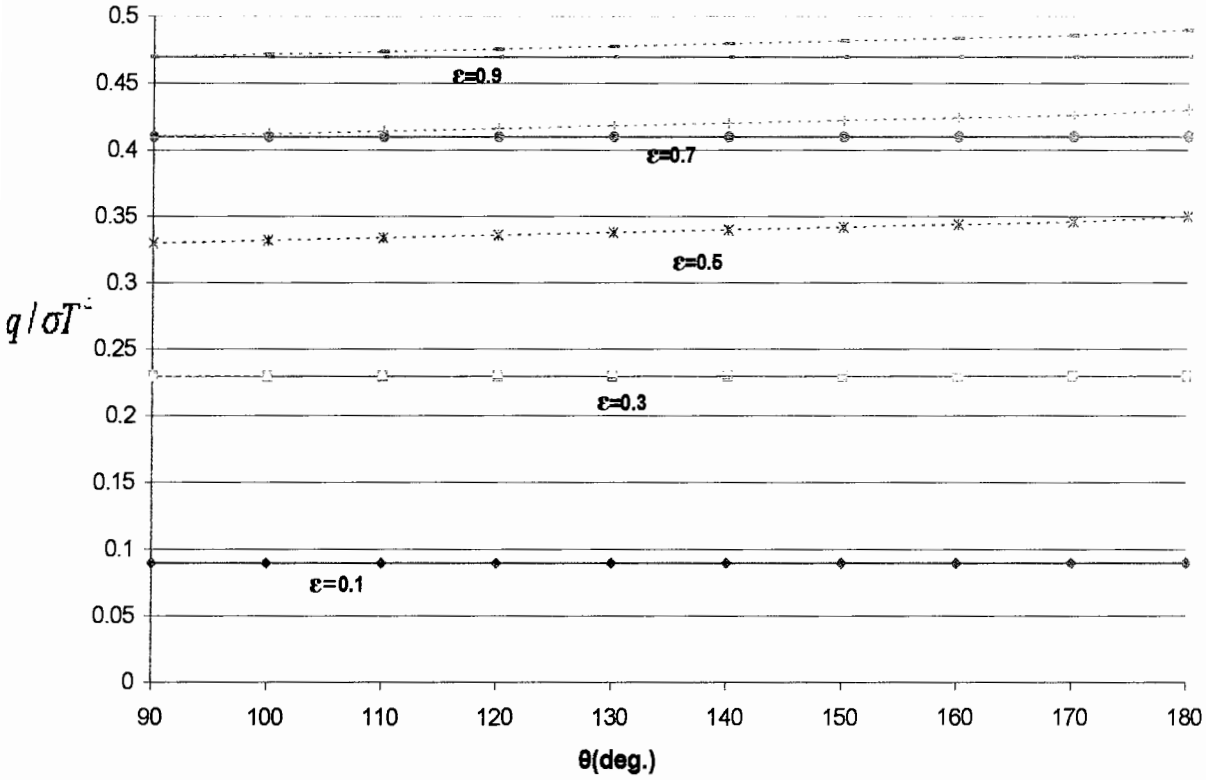
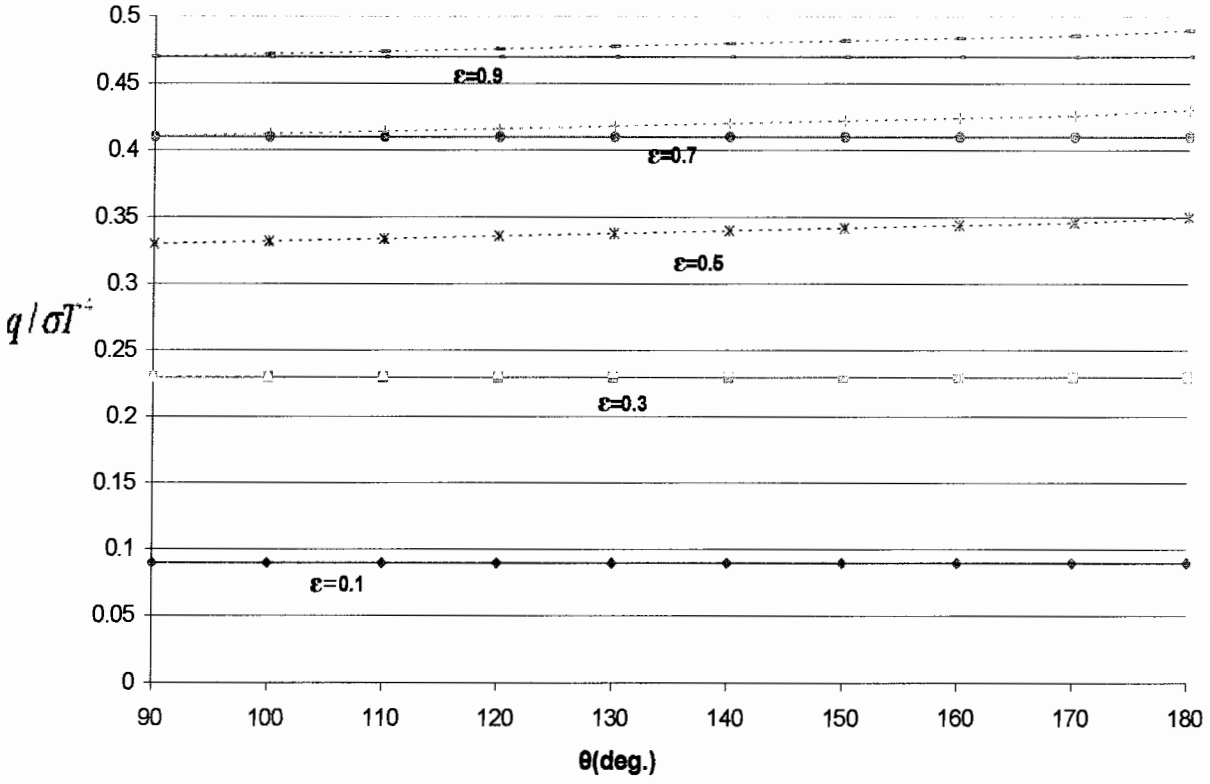

Directional Apparent Absorptivity,Opening Angle=30 deg
α=0.9
α=0.5
α=0.1
1
0.8
0.6
0.4
0
30
60
90
Apparent absorptivity of Cavity
Incident Angle (γ)

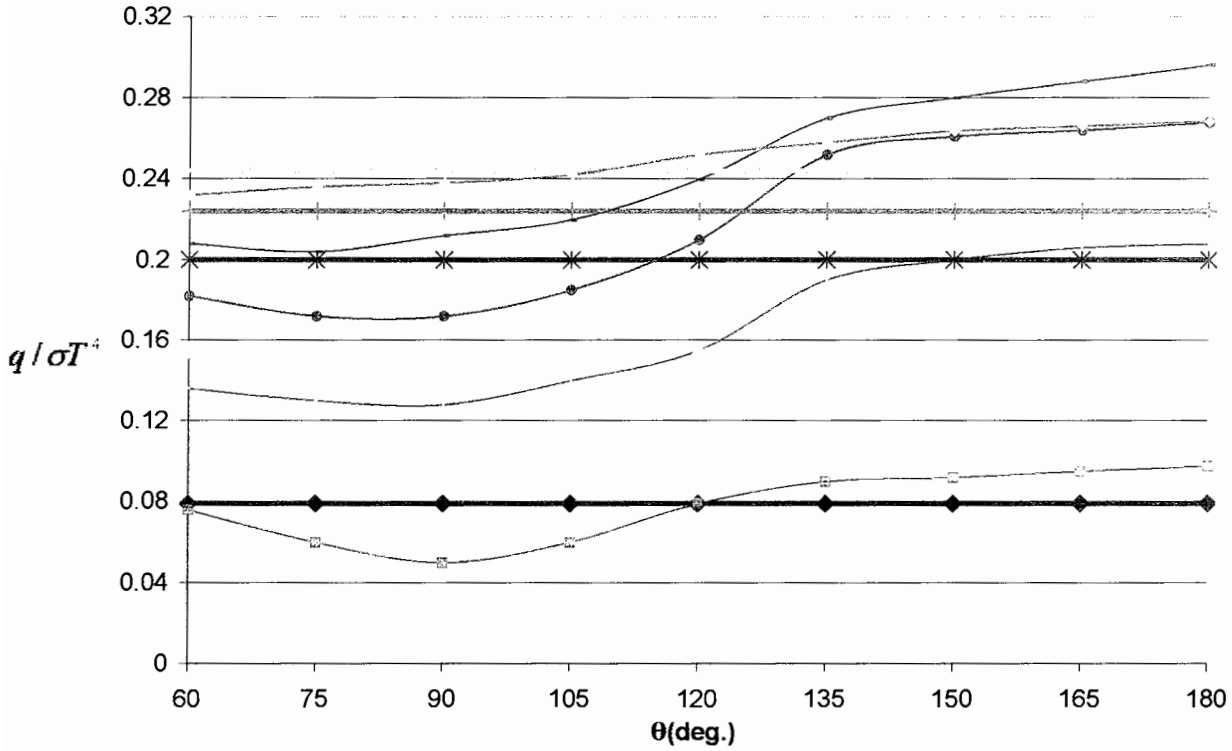
Diagram.11



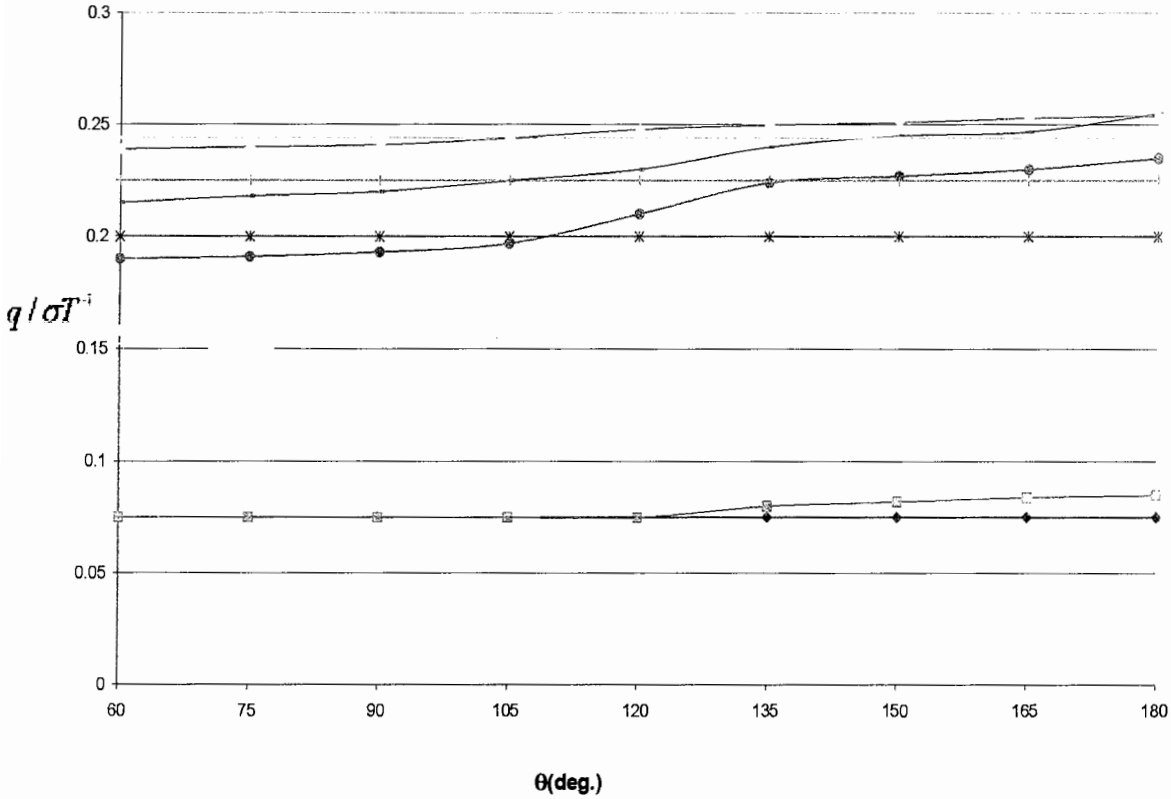
شکل 12- توزیع انتقال حرارت دریک حفره کروی: مقایسه حفره های با دیواره های کاملا آیینه ای و کاملا دیفیوز در زاویه بازشدگی دهانه.($\varphi = 90$ deg)



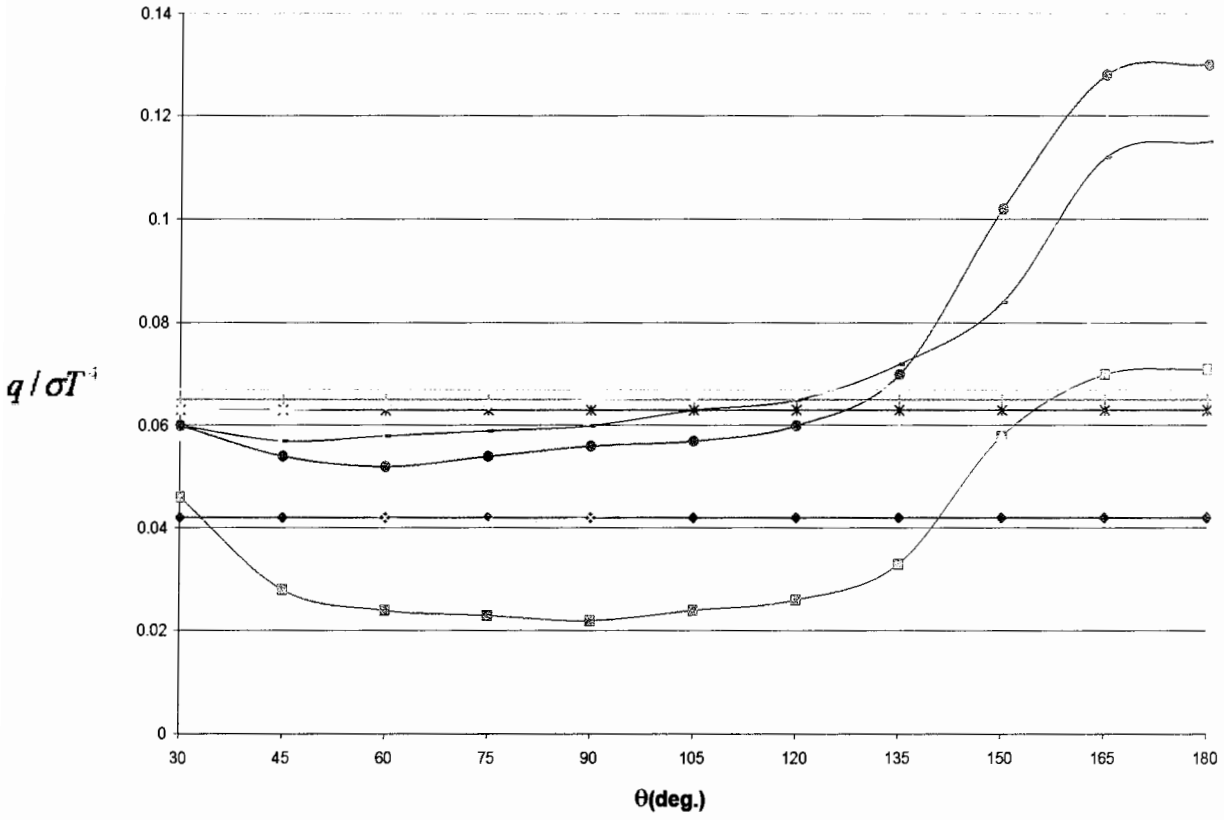
شکل 13- توزیع انتقال حرارت دریک حفره کروی: مقایسه حفره های با دیواره های دیفیوز- آیینه ای و کاملا دیفیوز در زاویه بازشدگی دهانه($\varphi = 90$ deg.)



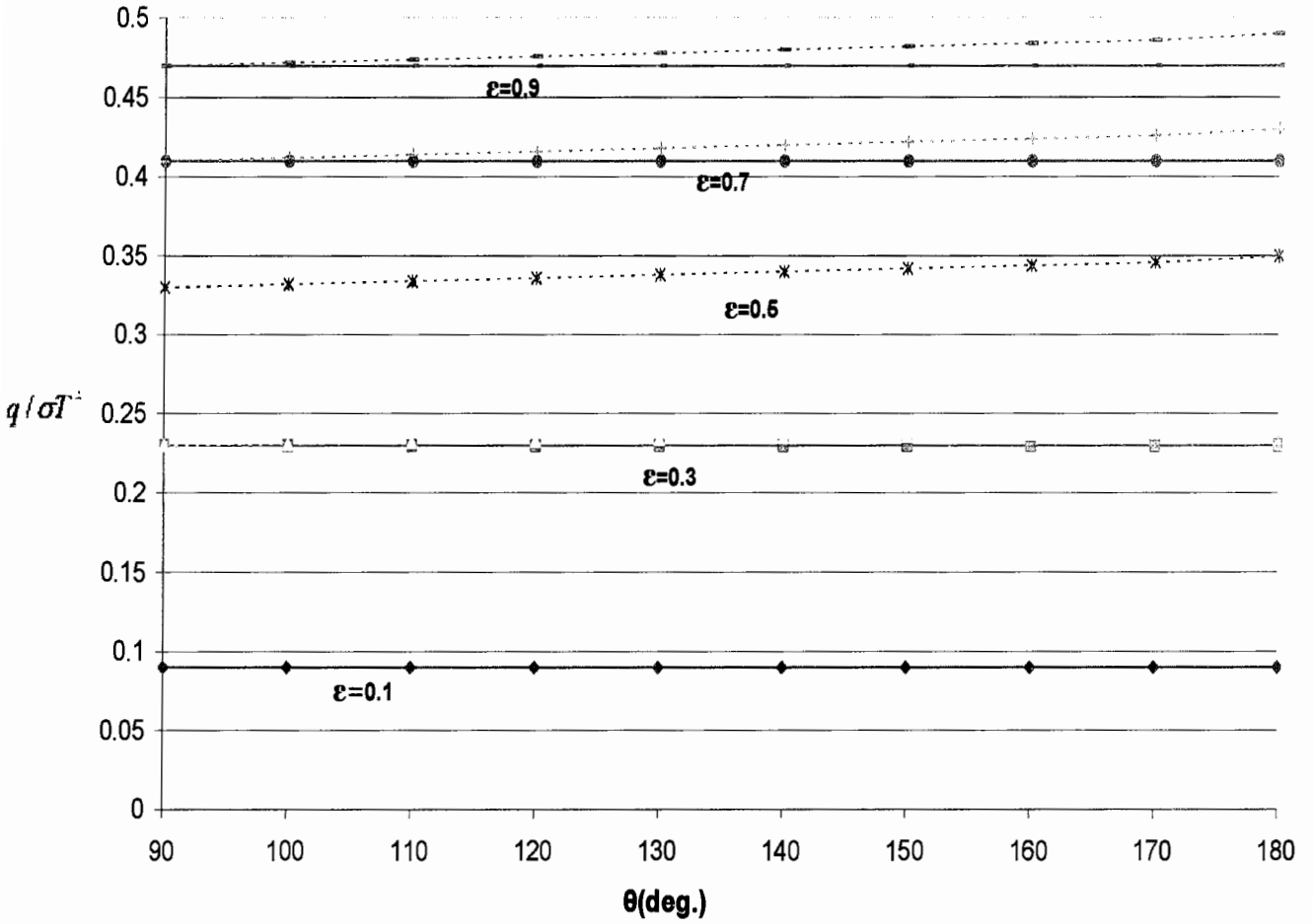
شکل 14 : توزیع انتقال حرارت دریک حفره کروی: مقایسه حفره های با دیواره های کاملا آیینه ای و کاملا دیفیوز در زاویه بازشدگی دهانه($\varphi = 60$ deg.)



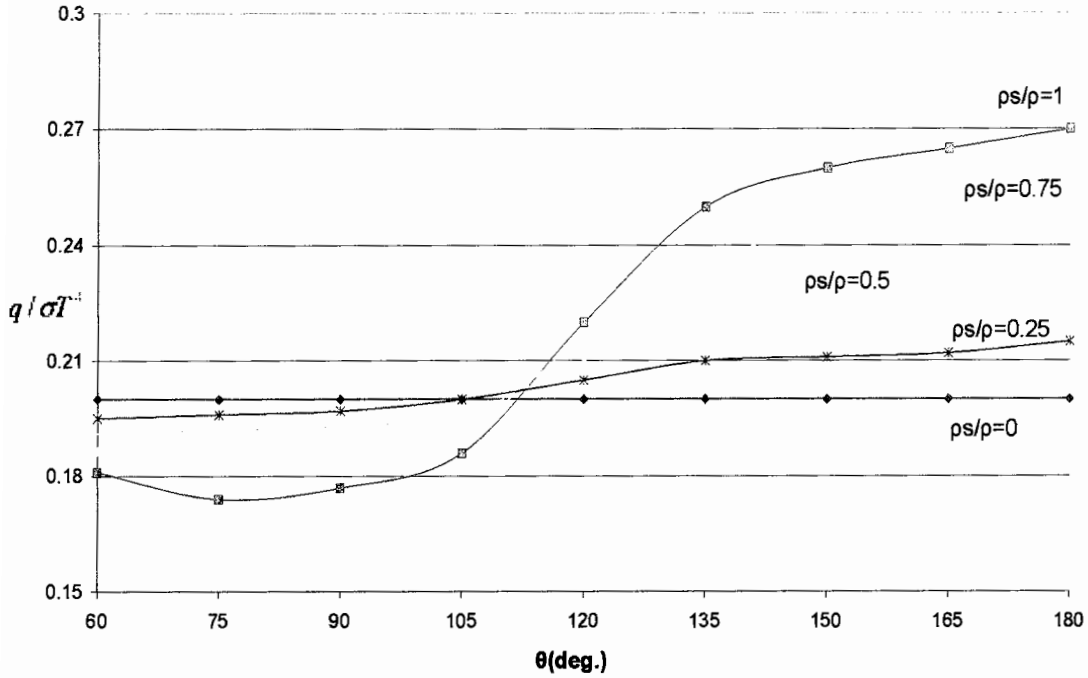
شکل15 : توزیع انتقال حرارت دریک حفره کروی: مقایسه حفره های با دیواره های دیفیوز- آیینه ای و کاملا دیفیوز در زاویه بازشدگی دهانه($\Psi = 60$ deg.)



شکل 16 : توزیع انتقال حرارت دریک حفره کروی: مقایسه حفره های با دیواره های کاملا آیینه ای و کاملا دیفیوز در زاویه بازشدگی دهانه($\Psi = 30$ deg.)



شکل 17 : توزیع انتقال حرارت دریک حفره کروی: مقایسه حفره های با دیواره های دیفیوز- آیینه ای و کاملا دیفیوز در زاویه بازشدگی دهانه($\Psi = 30$ deg.)



شکل 18 توزیع انتقال حرارت با توجه به تغییرات نسبت انعکاس : زاویه بازشدگی (Ψ=60 deg.) و ضریب صدور (ε=0.5)

```
      IMPLICIT REAL*8 (A-H,O-Z)
      DIMENSION Z(3),Y(3),X(3),TTA(3),PHI(3),ATA(200)
     &  ,DF(200,200),DFA(200)
      REAL*4 RN

      PI=DACOS(-1.0D0)
      PIO2=PI/2.0D0
      NDV=150

9000  WRITE(6,*) 'ENTER 1 FOR FURTHER RUNS'
      READ(5,*) IRUN
      WRITE(6,*) 'ENTER THE NUMBER OF SHOTS:'
      READ(5,*) NSHTS
      WRITE(6,*) 'ENTER THE OPENING ANGLE IN DEGREES:'
      READ(5,*) SID
      WRITE(6,*) 'ENTER THE REFLECTIVITY:'
      READ(5,*) RO
      WRITE(6,*) 'ENTER THE REFLECTIVITY RATIO:'
      READ(5,*) RFR

      EM=1.0D0-RO

      WRITE(75,*)
      WRITE(75,31) EM,RFR
31    FORMAT(1X,'EMISSIVITY =',F6.3,10X,'REFLECTIVITY RATIO =',F6.3)
      WRITE(75,*)

      ISEED=7654321
      DAZ=2.0D0/DFLOAT(NDV)

      SI=SID*PI/180.0D0
      NAZ=INT((1.0D0+DCOS(SI))/DAZ)+1
      DAZ=(1.0D0+DCOS(SI))/DFLOAT(NAZ)

      DO 1 I=1,NAZ
            ATA(NAZ-I+1)=DACOS(DFLOAT((I-1)+1)*DAZ-1.0D0)
1     CONTINUE

      ARAP=PI*DSIN(SI)**2
      AREA=DAZ*2.0D0*PI

      DO 7000 KM=1,NAZ

            DO 700 JM=1,NAZ
                  DF(KM,JM)=0.0D0
700         CONTINUE
            DFA(KM)=0.0D0

            TTAL0=ATA(KM)
            IF(KM.EQ.NAZ) THEN
                  TTAU0=PI
                  GOTO 111
            END IF
            TTAU0=ATA(KM+1)

111         TTAL0D=TTAL0*180.0D0/PI
            TTAU0D=TTAU0*180.0D0/PI

            RN=-1.0D0
            IN=0
            ISHTS=0
            C1=DSIN(TTAL0)
            C2=DSIN(TTAU0)

1000        CALL RANDU(ISEED,IN,RN)
            PHI(1)=0.0D0
            CALL RANDU(ISEED,IN,RN)
```

```
                CC=C1*C1+RN*(C2*C2-C1*C1)
                TTA(1)=DASIN(DSQRT(CC))

                IF(TTAL0.GE.PIO2) TTA(1)=PI-TTA(1)

                X(1)=DSIN(TTA(1))*DCOS(PHI(1))
                Y(1)=DSIN(TTA(1))*DSIN(PHI(1))
                Z(1)=DCOS(TTA(1))

                CALL RANDU(ISEED,IN,RN)
                TTA(2)=2.0D0*ASIN(SQRT(RN))
                CALL RANDU(ISEED,IN,RN)
                PHI(2)=2.0D0*PI*RN
                X(2)=DSIN(TTA(2))*DCOS(PHI(2))
                Y(2)=DSIN(TTA(2))*DSIN(PHI(2))
                Z(2)=DCOS(TTA(2))
100             CONTINUE

                IF(TTA(2).LE.SI) THEN
                        DFA(KM)=DFA(KM)+1.0D0
                        GOTO 999
                END IF

                CALL RANDU(ISEED,IN,RN)
                IF(RN.LT.RO) THEN

                        CALL RANDU(ISEED,IN,RN)
                        IF(RN.LT.RFR) THEN
                                CALL SRCH(X,Y,Z)

                                CALL CNVRT(X(3),Y(3),Z(3),TTA(3),PHI(3))
                                DO 110 J=1,2
                                        X(J)=X(J+1)
                                        Y(J)=Y(J+1)
                                        Z(J)=Z(J+1)
                                        TTA(J)=TTA(J+1)
                                        PHI(J)=PHI(J+1)
110                             CONTINUE
                                GOTO 100
                        ELSE
                                CALL RANDU(ISEED,IN,RN)
                                TTA(3)=2.0D0*ASIN(SQRT(RN))
                                CALL RANDU(ISEED,IN,RN)
                                PHI(3)=2.0D0*PI*RN
                                X(3)=DSIN(TTA(3))*DCOS(PHI(3))
                                Y(3)=DSIN(TTA(3))*DSIN(PHI(3))
                                Z(3)=DCOS(TTA(3))
                                DO 120 J=1,2
                                        X(J)=X(J+1)
                                        Y(J)=Y(J+1)
                                        Z(J)=Z(J+1)
                                        TTA(J)=TTA(J+1)
                                        PHI(J)=PHI(J+1)
120                             CONTINUE
                                GOTO 100
                        END IF
                ELSE
                        IAZ=MAX(INT((DCOS(SI)-DCOS(TTA(2)))/DAZ),1)
                        DF(KM,IAZ)=DF(KM,IAZ)+1.0D0
                END IF
999             ISHTS=ISHTS+1
                IF(ISHTS.LT.NSHTS) GOTO 1000

                DFA(KM)=DFA(KM)/DFLOAT(NSHTS)
                DO 5 I=1,NAZ
                        DF(KM,I)=DF(KM,I)/DFLOAT(NSHTS)
5               CONTINUE
7000    CONTINUE
```

```
      APEM=0.0D0
      DO 200 I=1,NAZ
            APEM=APEM+DFA(I)
200   CONTINUE
      APEM=APEM*EM*(AREA/ARAP)

      WRITE(75,32) APEM
32    FORMAT(1X,'APPARENT EMISSIVITY =',F6.4)
      WRITE(75,*)'   ************************************************'
      WRITE(75,*)
      IF(IRUN.EQ.1) GOTO 9000

      WRITE(6,*) EM,APEM

      STOP
      END

**********************************SUBROUTINE SRCH***********************
      SUBROUTINE SRCH(X,Y,Z)
      IMPLICIT REAL*8 (A-H,O-Z)
      DIMENSION X(3),Y(3),Z(3)

      DEN=Y(1)*Z(2)-Y(2)*Z(1)
      APR=(-Z(2)*X(1)+Z(1)*X(2))/DEN
      BPR=(-X(2)*Y(1)+X(1)*Y(2))/DEN
      N=2
      CNST=X(N)*X(N-1)+Y(N)*Y(N-1)+Z(N)*Z(N-1)
      DEN=Y(N)/X(N)-APR
      A1=CNST/(X(N)*DEN)
      A2=(BPR-Z(N)/X(N))/DEN
      B1=(CNST-A1*Y(N))/X(N)
      B2=-(A2*Y(N)+Z(N))/X(N)
      DEN=B2*B2+A2*A2+1.0D0
      D1=2.0D0*(B1*B2+A1*A2)/DEN
      D2=(B1*B1+A1*A1-1.0D0)/DEN
      Z1=0.5D0*(-D1+DSQRT((D1*D1-4.0D0*D2)))
      Z2=0.5D0*(-D1-DSQRT((D1*D1-4.0D0*D2)))
      X1=B1+B2*Z1
      X2=B1+B2*Z2
      Y1=A1+A2*Z1
      Y2=A1+A2*Z2
      E1=(X(N-1)-X1)**2+(Y(N-1)-Y1)**2+(Z(N-1)-Z1)**2
      E2=(X(N-1)-X2)**2+(Y(N-1)-Y2)**2+(Z(N-1)-Z2)**2
      N=N+1
      IF(E1.LT.1.0D-10) THEN
            X(N)=X2
            Y(N)=Y2
            Z(N)=Z2
      END IF
      IF(E2.LT.1.0D-10) THEN
            X(N)=X1
            Y(N)=Y1
            Z(N)=Z1
      END IF
      RETURN
      END SUBROUTINE


**********************************SUBROUTINE CNVRT***********************
      SUBROUTINE CNVRT(XX,YY,ZZ,TA,PH)
      IMPLICIT REAL*8 (A-H,O-Z)
      PI=DACOS(-1.0D0)
      TA=DACOS(ZZ)
      SNPH=YY/DSIN(TA)
      CSPH=XX/DSIN(TA)
      PH=PI+(DABS(SNPH)/SNPH)*(DACOS(CSPH)-PI)
      RETURN
```

```
END SUBROUTINE
```

```
      IMPLICIT REAL*8 (A-H,O-Z)
      DIMENSION Z(500),Y(500),X(500)
      REAL*4 RR,RF

      PI=DACOS(-1.0D0)
      ISEED=7654321

      WRITE(6,*) 'ENTER THE NUMBER OF SHOTS:'
      READ(5,*) NSHTS
      WRITE(6,*) 'ENTER THE OPENING ANGLE IN DEGREES:'
      READ(5,*) SID
      WRITE(6,*) 'ENTER THE WALL REFLECTIVITY:'
      READ(5,*) RO
      WRITE(6,*) 'ENTER THE DIRECTION OF INCIDENCE IN DEGREES:'
      READ(5,*) GAMD

      GAM=GAMD*PI/180.0D0
      SI=SID*PI/180.0D0
      NREF=INT(DLOG(.0005D0)/DLOG(RO))+1
      EABS=0.0D0

      RR=-1.0D0
      IN=0
      ISHOTS=1
      CALL RANDU(ISEED,IN,RR)
1000  CALL RANDU(ISEED,IN,RR)
      CALL RANDU(ISEED,IN,RF)
      R=DSIN(SI)*SQRT(RR)
      FI=RF*(2.0D0*PI)
      X0=R*DCOS(FI)
      Y0=R*DSIN(FI)
      Z0=DCOS(SI)

      BP=Y0*DSIN(GAM)-Z0*DCOS(GAM)
      CP=X0*X0+Y0*Y0+Z0*Z0-1.0D0
      DP=DSQRT(BP*BP-CP)
      T1=-BP-DP
      T2=-BP+DP
      Z(1)=Z0-T1*DCOS(GAM)
      Z(2)=Z0-T2*DCOS(GAM)
      Y(1)=Y0+T1*DSIN(GAM)
      Y(2)=Y0+T2*DSIN(GAM)
      X(1)=X0
      X(2)=X0

      EABS=EABS+(1.0D0-RO)

      DEN=Y(1)*Z(2)-Y(2)*Z(1)
      APR=(-Z(2)*X(1)+Z(1)*X(2))/DEN
      BPR=(-X(2)*Y(1)+X(1)*Y(2))/DEN

      DO 200 I=3,NREF
            CALL SRCH(X,Y,Z,APR,BPR,I)
            IF(Z(I).GE.Z0) THEN

                  ISHTS=ISHTS+1
                  GOTO 2000
            END IF

            EABS=EABS+(1.0D0-RO)*(RO**(I-2))
200   CONTINUE

      ISHTS=ISHTS+1
2000  IF(ISHTS.LE.NSHTS) GOTO 1000

      AABS=EABS/DFLOAT(NSHTS)
      WRITE(6,*) AABS
```

```
      READ(5,*) BBBB

      STOP
      END

**********************************SUBROUTINE SRCH**********************
      SUBROUTINE SRCH(X,Y,Z,APR,BPR,N)
      IMPLICIT REAL*8 (A-H,O-Z)
      DIMENSION X(500),Y(500),Z(500)

      N=N-1
      CNST=X(N)*X(N-1)+Y(N)*Y(N-1)+Z(N)*Z(N-1)
      DEN=Y(N)/X(N)-APR
      A1=CNST/(X(N)*DEN)
      A2=(BPR-Z(N)/X(N))/DEN
      B1=(CNST-A1*Y(N))/X(N)
      B2=-(A2*Y(N)+Z(N))/X(N)
      DEN=B2*B2+A2*A2+1.0D0
      D1=2.0D0*(B1*B2+A1*A2)/DEN
      D2=(B1*B1+A1*A1-1.0D0)/DEN
      Z1=0.5D0*(-D1+DSQRT(D1*D1-4.0D0*D2))
      Z2=0.5D0*(-D1-DSQRT(D1*D1-4.0D0*D2))
      X1=B1+B2*Z1
      X2=B1+B2*Z2
      Y1=A1+A2*Z1
      Y2=A1+A2*Z2
      E1=(X(N-1)-X1)**2+(Y(N-1)-Y1)**2+(Z(N-1)-Z1)**2
      E2=(X(N-1)-X2)**2+(Y(N-1)-Y2)**2+(Z(N-1)-Z2)**2
      N=N+1
      IF(E1.LT.1.0D-8) THEN
              X(N)=X2
              Y(N)=Y2
              Z(N)=Z2
      END IF
      IF(E2.LT.1.0D-8) THEN
              X(N)=X1
              Y(N)=Y1
              Z(N)=Z1
      END IF
      RETURN
      END SUBROUTINE
```

```
10 CLS
20 REM "PROGRAM FOR CALCULTION OF ABSORPTION COEFFICIENT"
30 A=0
40 INPUT "DIAMETER(D)=";D
50 INPUT "HEIGHT OF CYLINDER (L1)=";L1
60 INPUT "HEIGHT OF CONE (L2)=";L2
70 INPUT "SURFACE ABSORPTION COEFFICIENT=";ALPHA
80 INPUT "Z=";MOO
90 INPUT "NO OF REPEATATION=";G
100 FOR I=1 TO G
110 RI=RND
120 RP=(D/2)*SQR(RI)
130 R2=RND
140 PHI=2*3.1415*R2
150 X0=RP*SIN(PHI)
160 Y0=RP*COS(PHI)+(D/2)
170 Z0=L1+L2
180 R3=RND
190 IF R3=0 THEN GOTO 180
200 TETA=ATN(SQR(R3/(1-R3)))
210 IF 4.7122>=TETA AND TETA>=3.1415 THEN TETA=6.283-TETA
220 IF 1.5707>=TETA AND TETA>=0 THEN TETA=301415!-TETA
230 R4=RND
240 IF R4=0 THEN GOTO 230
250 PHI1=2*3.1415*R4
260 C1=SIN(TETA)*COS(PHI)
270 C2=SIN(TETA)*SIN(PHI)
280 C3=COS(TETA)
290 REM "CYLINDER CALCULATION"
300 W1=((2*C1*X0)+(2*C2*(Y0-(D/2))))
310 W2=((C1^2)+(C2^2))*((X0^2)+(Y0^2)-(D*Y0))
320 Z=Z0+(C3*T1)
330 IF S1<0 THEN GOTO 480
340 T1=((-W1+SQR(S1))/(2*((C1^2)+(C2^2))))
350 Z=Z0+(C3*T1)
360 IF Z<L2 THEN GOTO 400
370 IF Z>(L1+L2) THEN GOTO 400
380 X=X0+(C1*T1)
390 Y=Y0+(C2*1):GOTO 460
400 T2=(-W1-SQR(S1))/(2*((C1^2)+(C2^2)))
410 Z=Z0+(C3*T2)
420 IF Z<L2 THEN GOTO 480
430 IF Z>(L1+L2) THEN GOTO 1050
440 X=X0+(C1*T2)
450 Y=Y0+(C1*T2)
460 H=1
470 GOTO 700
480 REM "CONE CALCULATION"
490 W3=(2*C1*C0)+(C2*((2*Y0)-D)-(((D^2)*C3*Z0))/(2*(L2^2)))
500 W4=((C1^2)+(C2^2)-(((D^2)/(4*(L2^2)))*(C3^2)))
510 W5=((X0^2)+((Y0-(D/2))^2)-(((D^2)/(4*(L2^2)))*(Z0^2)))
520 S2=(W3^2)-(4*W4*W5)
530 IF S2<0 THEN GOTO 1050
540 T3=(-W3+SQR(S2))/(2*W4)
550 Z=Z0+(C3*T3)
560 IF Z>=L2 AND Z<(L1+L2)THEN GOTO 630
570 IF Z>(L1+L2) GOTO 630
580 Y=Y0+(C2*T3)
590 IF Y>D OR Y<0 THEN GOTO 630
600 X=X0+(C1*T3)
610 IF X>(D/2) OR X<(-D/2) THEN GOTO 630
620 GOTO 690
630 T4=(-W3-SQR((W3^2)-(4*W4*W5)))/(2*W4)
640 Z=Z0+(C3*T4)
650 IF Z>=L2 AND Z<(L1+L2) THEN GOTO 290
660 IF Z>(L1+L2) OR Z<0 THEN GOTO 1050
670 Y=Y0+(C2*T4)
680 X=X0+(C1*T4)
```

```
690 H=2
700 REM""
710 R5=RND
720 R6=RND
730 IF ALPHA>R5 THEN  A=A1:GOTO 1050
740 IF MOO>R6 THEN GOTO 890
750 REM""
760 R7=RND
770 R8=RND
780 IF R8=0 THEN GOTO 770
790 W=(2*R7)-1
800 K=((SQR(1-(W^2)))/W)
810 IF K>=0 THEN TETA1=ATN(K)
820 IF K<0 THEN TETA1=ATN(K)3.1415
830 PHI2=2*3.1415*R8
840 C1=SIN(TETA1)*COS(PHI2)
850 C2=SIN(TETA1)*SIN(PHI2)
860 C3=COS(PHI2)
870 X0=X:Y0=Y:Z0=Z
880 GOTO 290
890 REM""
900 IF H=2 THEN GOTO 950
910 N1=(-2*X)/(SQR(4*X^2+((2*Y)-D)^2))
920 N2=-(2*Y-D)/(SQR((4*(X^2))+((2*Y)-D)^2))
930 N3=0
940 GOTO 990
950 W7=SQR((4*(X^2))+((2*Y)-D)^2+((Z*(D^2)/2(2*(L2^2)))^2))
960 N1=(-2*X)/W7
970 N2=((-2*Y)+D)/W7
980 N3=(Z*(D^2))/(W7*(2*(L2^2)))
990 W8=(C1*N1)+(C2*N2)+(C3*N3)
1000 C1=C1-(2*W8)
1010 C2=C2-(2*W8)
1020 C3=C3-(2*W8)
1030 X0=X:Y0=Y:Z0=Z
1040 GOTO 290
1050 NEXT I
1060 PRINT X0,Y0,Z0,C1,C2,C3,H,X,Y,Z
1070 B=(A/G)
1080 PRINT "ABSORPTION COEFFICIENT=";B
```