



TÜRKİYE BİLİMSEL VE
TEKNİK ARAŞTIRMA KURUMU

THE SCIENTIFIC AND TECHNICAL
RESEARCH COUNCIL OF TURKEY

KAPALI HACIMDA TÜRBÜLANT
DAMLACIKLI YANMANIN NUMERİK
İNCELENMESİ

1997-1399

PROJE NO: MISAG 51

Makina, Kimyasal Teknolojiler, Malzeme ve İmalat Sistemleri
Araştırma Grubu

Mechanical Engineering, Chemical Technologies, Material
Sciences and Manufacturing Systems Research Grant
Committee

KAPALI HACIMDA TÜRBÜLANT
DAMLACIKLI YANMANIN NUMERİK
İNCELENMESİ

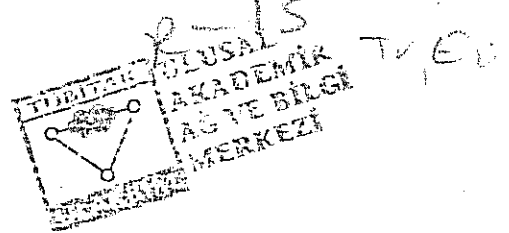
1997-1399

PROJE NO: MISAG 51

PROF.DR. YALÇIN A. GÖĞÜŞ
DOÇ.DR. MEHMET Ş. KAVSAOĞLU
Y.MÜH. ERHAN TARHAN
Y.MÜH. AHMET AYDIN
PROF.DR. MICHEL CHAMPION

GÖZÜ
Havacılık Müh. B.

S-38



AĞUSTOS 1996
ANKARA

ÖNSÖZ

Bu rapor TÜBİTAK tarafından MISAG-51 projesi kapsamında desteklenen çalışmanın sonuçlarını özet olarak içermektedir. Proje CNRS tarafından da desteklenmiş ve Universite de Poitiers, ENSMA Laboratoire de Combustion et de Detonique Direktörü Prof. M. Champion ile işbirliği halinde yürütülmüştür. Çalışmanın inceliklerini içeren Ek'ler bu nedenle İngilizce olarak hazırlanmıştır ve öyle sunulmaktadır.

Çalışma gaz türbini tesislerinin ve jet motorlarının yanma odalarının sayısal benzetişimi amacına yöneliktir. Üç yıllık olarak düşünülmüş ve TÜBİTAK tarafından ilk bir yılda (15.8.1993 - 14.8.1994 arasında) 40.000.000.-TL ile desteklenmesi kararlaştırılmıştı. Hükümetimizin tasarruf tedbirleri ve Prof. M. Champion'un seyahatini ertelemek zorunda kalması nedenleriyle desteklerin miktarı değişmeksizin, süresi 22,5 aya uzatıldı. Proje bitiminden bu raporun sunulduğu tarihe kadar geçen 13 ayda da çalışmalara devam edildi.

Sürtünmeli sıkışabilir fakat reaksiyonsuz akış için daha önce Dr. Kavsaoğlu'nun çeşitli akım problemlerinin çözümü için kullanmış olduğu LANS3D programını projenin amaçları doğrultusunda geliştirmek üzere bir çok alt programlar (subroutine) hazırlandı ve denendi. Önemli bir çalışma olarak yanma olayının akım alanı hesabıyla birleştirilmesi için gerekli algoritma geliştirildi. Değişken özgül ısının etkisini incelemek amacıyla bir hipersonik lüle problemi ele alındı. Bu rapor alt programlara ilişkin bilgileri ve bunların uygulanmasından elde edilen bazı sonuçları Ek'lerde vermektedir.

Araştırma çalışmalarına öngörülen doğrultuda fakat yardımcı araştırmacı eksikliği nedeniyle geçikmeli olarak devam edilmektedir.

Türkiye Bilimsel ve Teknik araştırma Kurumu'na vermiş olduğu destek için teşekkür ederiz.

İÇİNDEKİLER

ÖNSÖZ	i
İÇİNDEKİLER	ii
ŞEKİLLERİN LİSTESİ	iii
ÖZ	iv
ABSTRACT	v
1. GİRİŞ	
1.1. ARAŞTIRMANIN KONUSU VE AMACI	1
1.2. YANMANIN SAYISAL BENZETİŞİMİ KONUSUNDAKİ GELİŞMELER	1
1.3. ÇALIŞMANIN KAPSAMI	2
2. FİZİKSEL MODEL VE ÇÖZÜM YÖNTEMİ	
2.1. FİZİKSEL MODEL	4
2.2. ÇÖZÜM YÖNTEMİ	4
3. ARAŞTIRMA SONUÇLARI	
3.1. ÖN DENEMELER	9
3.2. AYRIK (UNCOUPLED) ÇÖZÜM İÇİN GELİŞTİRİLEN ALT PROGRAMLAR VE SINAMA SONUÇLARI	9
3.3. BÜTÜNLEŞİK (COUPLED) ÇÖZÜM İÇİN BİR YAKLAŞIM	10
3.4. HİPERSONİK LÜLE PROBLEMİ	10
3.5. BÜTÜNLEŞİK ÇÖZÜM İÇİN DETAYLI YAKLAŞIM	10
4. BULGULAR VE ÖNERİLER	
4.1. BULGULAR	13
4.2. ÖNERİLER	13
EK A	14
EK B1	24
EK B2	26
REFERANSLAR	38

ŞEKİLLERİN LİSTESİ

	Sayfa
2.1. Denklem sistemini Lower-Upper ADI (Alternating Direction Implicite) yöntemiyle çözen LANS3D programının akım şeması.	7
3.1. LANSDROP programımızın akım şeması.	8
3.2. Z- eksenine dik akış ve yalnız orta bölgede yakıt damlacıklarının girmesi halinde Z yönündeki sıcaklık dağılımının akış boyunca değişik mesafelerdeki (Ayrık çözüm, LANSDROP) görünümü.	9
3.3. Yanmalı akış probleminin bütünleşik (coupled) çözümü için özgül ısıyı genelleştirmeye dayanan TKGCOMB programımızın akış şeması.	11

ÖZ

Bu araştırmada sıkışabilir viskoz akım için geliştirilmiş bir bilgisayar programının (LANS3D) yanmalı akışın sayısal benzetilişi için kullanılması üzerinde çalışılmıştır. LANS3D üç hız bileşenine ilaveten yoğunluk ve enerjiyi bilinmiyen olarak kabul etmektedir. Beş denklem ise süreklilik denklemi, üç momentum denklemi ve enerji denklemidir.

Bu beş bileşenli bilinmiyen vektörü üç boyutlu uzayda ADI (Alternating Direction Implicite) yöntemle çözülmektedir. Yakınsaklaşmada (convergence) başarılı olan bu programın ana çerçevesi bozulmayarak ilave alt programlar yardımıyla yanma olaylarına uygulanması kararlaştırılmıştır. Bu yaklaşımla TKGCOMB isminde yeni bir program geliştirilmiştir.

Projede üç çalışma yapılmıştır: Hız alanından ayrılmış olarak püskürtülü (spray) yanma durumunda akış alanı içinde sıcaklık ve konsantrasyonların belirlenebilmesi için gerekli alt programların hazırlanması; hız alanının ve yanma probleminin birleştirilmiş (coupled) çözümlü için bir algoritma üretildi (TKGCOMB); ve bu yeni geliştirilen algoritmanın ilk olarak bir hipersonik akım probleminin çözümlüde kullanılması ile değişken özgül ısı bağıntılarının kullanılabilirliğini gösterilmesi. Geliştirilen bu algoritmanın yanmayı da ihtiva eden çeşitli problemlerin çözümlüde denenmesi çalışmalarına devam edilecektir.

Ayrıca hız alanının ve yanma probleminin birleştirilmiş (coupled) çözümlü için bir başka algoritma daha geliştirilmiş ve ek olarak verilmiştir.

ABSTRACT

The aim of this research is to develop a code for numerical simulation of reacting flows. It bases on an existing code for viscous compressible flow which is essentially LANS3D.

LANS3D carries our iterations to find the steady state values of the unknown vector with 5 components: three velocity components, density and total energy. 5 equations to find this unknown vector are conservation equations for mass and energy: and the three momentum equations.

The method of solution in the 3-D is ADI (Alternating Direction Implicit). Since the convergence of the existing code is excellent, the basic approach has not been changed. Only additional subroutines are prepared. By this approach a new code named TKGCOMB is developed.

The work consists of three parts: Uncoupled solution of temperature and concentration fields for a fixed velocity field, development of an algorithm to combine the new subroutines of the first part with LANS3D to solve coupled velocity and combustion, i.e. temperature and species, fields, namely the development of the TKGCOMB code; application of the TKGCOMB code for the solution of a hypersonic flow problem to test the use of variable specific heat. In the future this code will be tested for the solution of various other problems also including combustion

1. GİRİŞ

1.1. ARAŞTIRMANIN KONUSU VE AMACI

Gaz türbini ve jet motorların yanma odaları, enerji dönüşüm verimi ve çevre kirlenmesi bakımlarından büyük önem taşır. Yanma odalarının doğru tasarımı için hava ve yakıtın karışmaları ve yanma olayının nasıl oluştuğu incelikli olarak bilinmelidir.

Çalışmanın amacı yanma odasındaki olayların sayısal benzetişimini (simülasyonunu) sağlayacak bir yazılım elde etmektir.

Beş-on yıl öncesine kadar yanma odalarının tasarımında ve prototip üzerinde deneme - yanılma yöntemiyle gerekli düzeltmeler yapılmaktaydı. Fakat sayısal akışkanlar mekaniği yöntemlerinin gelişmesiyle son yıllarda benzetişim amaçlı hazır programların kullanılması yaygınlaşmıştır. Bu programlar endüstrinin ihtiyacına cevap vermektedir, ancak devamlı geliştirilmektedirler ve pahalıya mal olmaktadır.

Üniversitemizin endüstriyel gelişmemize bir katkısı olarak bu amaçlı bir kod hazırlamak ve bu kodu devamlı geliştirmek çok yararlı olacaktır. Geçerliliği deneylerle kanıtlandıktan sonra böyle bir kod yalnız basit tasarım amacıyla değil, daha yüksek performanslı, çevreyi daha az kirlitecek yanma odalarının geliştirilmesi için de kullanılabilir.

Yazılımın ana çerçevesi ve gerekli alt programları oluşturulduktan sonra yeni sayısal yöntemlerin uygulanmasıyla uluslararası düzeyde orijinal sonuçlar da elde edilebilecektir.

1.2. YANMANIN SAYISAL BENZETİŞİMİ KONUSUNDAKİ GELİŞMELER

Özellikle gaz türbini yanma odaları ve yukarıda sayılan benzer ortamlardaki yanma olayına akışkanlar mekaniği açısından bakıldığında sürekli ortam (continuum) ve Newton akışkanı (Newtonian Fluid) yaklaşımlarının yapılması mümkündür. Yanma problemi bir an için göz ardı edilirse (sürekli ortam ve Newton akışkanı kabullerinin ışığı altında) üç boyutlu sıkıştırılabilir bir akıma ait en genel denklemler: Süreklilik, üç adet momentum ve enerji denklemleridir (Navier-Stokes). Günümüz koşullarında türbülanslı akımlar için Navier Stokes denklemlerinin doğrudan çözümü yerine bunların önce Reynolds ortalamalı Navier Stokes dediğimiz bir şekle dönüştürülmesi ve ortaya yeni bilinmeyenler olarak çıkan Reynolds Stress terimlerinin bir şekilde modellenmesinden sonra çözüm yapılması tercih edilmektedir. Bu tür bir yaklaşıma günümüz bilgisayarlarının hız ve hafıza açısından detaylı problemlerin doğrudan Navier Stokes çözümüne imkan vermemesi sebep olmaktadır. Bununla birlikte iyi bir türbülans modellemesi doğru sonuçlar alınmasına yardımcı olur.

Yeniden bir yanma odasındaki akım olayına dönersek bu akımın üç boyutlu, sıkıştırılabilir, viskoz ve türbülanslı olması Navier Stokes denklemleri yerine bunların bazı kabuller sonucu basitleştirilmiş halleri olan sıkıştırılmaz Navier Stokes, Sınır

tabaka Euler, Potansiyel akım denklemlerinin kullanılmasını pek de cazip kılmaz. Bazı hallerde iki boyutlu veya eksenel simetrik yaklaşımlarının yapılması gerçekçi olabilir. Zamana bağlı olmayan hallerde steady Navier Stokes (Reynolds averaged) yaklaşımının yapılması doğru olur. Bazı hallerde ise katı yüzeyler civarında viskoz gerilmelerin yüzeye dik doğrultudaki bileşenini ihmal eden ince tabaka (thin layer) Navier Stokes denklemleri kullanılır.

Üç boyutlu, sıkışabilir, Reynolds ortalamalı Navier Stokes denklemlerinin çözümlerini yapan bilgisayar algoritmalarının geliştirilmesi oldukça yakın zamanlarda olmuştur. Hirsch [2] kitabında Navier Stokes denklemlerinin nümerik çözüm metotları üzerine bazı bilgiler vermiş ve bir kaynakça sunmuştur. NASA Ames Research Center tarafından geliştirilen ve Pulliam [3] tarafından tanıtılan iki ve üç boyutlu sırasıyla ARC2D ve ARC3D ile bazı Japon bilim adamlarının, Fujii [4], geliştirmiş oldukları LANS3D bu tür çözüm algoritmalarına örnek gösterilebilir.

Türbülans modellemesi için sıfır diferansiyel denklemlerle cebrik, bir adet kısmi diferansiyel denklemlerle veya iki adet kısmi diferansiyel denklemlerle modeller mevcuttur. Bir Navier Stokes çözümünde katı bir yüzey etrafındaki akımın çözümü için en çok kullanılan cebrik modeller Cebeci-Smith [5] modeli ve Baldwin-Lomax [6] modeli olarak sayılabilir. Aynı amaçla kullanılan ve basınç değişiminin etkisini de göz önüne alan Johnson-King [7] modeli bir adet adi diferansiyel denklemin çözümünü ihtiva ettiğinden yarım denklemlerle model olarak da adlandırılır. Bir jet akımı için, bir iz bölgesi (wake) akımı için veya genelde serbest kaymalı akımlar (free shear layers) için kullanılabilecek cebrik modeller Schetz [8] tarafından tablo halinde özetlenmiştir. Yanma odalarında çok rastlanan akıma dik jet (jet in crossflow) durumunda uygulanabilecek cebrik bir model de Oh ve Schetz [9] tarafından geliştirilmiştir. Bir kısmi diferansiyel denklemlerle metotların başında Turbulent Kinetic Energy (T.K.E.) [10]] metodu gelir. $K-\epsilon$ [11] metodu olarak bilinen metod ise iki kısmi diferansiyel denklemlerle. Kısmi diferansiyel denklemlerle metotların uygulama alanları daha geniş olarak düşünülebilirse de bunların başarısı kullanılan sınır şartlarının ve sabit parametrelerin geçerliliğine bağlıdır. Sonuç olarak bütün türbülans modelleri deneysel metotlarla ayarlanmıştır ve her durumda geçerli olan (universal) bir türbülans modeli henüz yoktur.

1992 senesinde yayınlanan AGARD-CP-510 (CFD Techniques for Propulsion Applications) [12] yanmalı akımlar konusunda da bazı makaleleri ihtiva etmektedir. Rachner [12] bir 3 boyutlu Navier Stokes metodu kullanarak akıma dik hirdojen jet i ile çalışan bir yanma odasına ait "Zonal Nonstaggered Grids" tekniğini kullanarak çözüm yapmıştır. Bond, Vallois and Menzies [12], CFD tekniklerini gaz turbini yanma odalarında buharlaşmanın ve birincil yanma bölgesinin modellenmesine uygulamıştır. Marsilio ve Pandolfi [12] iki boyutlu bir Euler çözücü kullanarak hacim elemanı (finite volume) tekniği ile yanmalı akımları çözmüşlerdir. Fabianne, Tichtinsky, Gilbank ve Dupoirieux [12] ise üç boyutlu bir Euler metodu ile yanma odalarındaki akımları çözmüşlerdir.

1.3. ÇALIŞMANIN KAPSAMI

Yanmanın sayısal benzetimi uzun yıllar, geniş bir ekibin çalışmasını gerektirecek kadar çok yönlü ve karmaşıktır. Bu nedenle çalışma aşamalı olarak yürütülecektir ve bu ilk aşamada akış programı seçilmiş analiz edilmiş ve bir grup temel alt programlar geliştirilmiştir. Akış programı, daha önce bazı türbülant akış problemlerine Kavsaoglu ve eş yazarlar [13] tarafından başarıyla uygulanmış olan

LANS3D' dir. Bu ana programın sıkışamaz akışkan hali ele alınarak yanmalı durum için geliştirilmesi amacıyla bir dizi alt programlar hazırlandı:

BCCOMB: Yanma olan problemlerde sınır şartlarını belirleyen alt program,

DROPDIS: Yakıt damlacıklarının buharlaşmasını ve yanmasını hesaplayan alt program,

DIFFUEL, DIFOXGN, DIFINTG: Yakıtın, oksijenin ve azotun difüzyonunu çözümleyen alt programlar,

ENERGY: Yerel sıcaklığı belirleyen enerji denklemini çözümü alt programı,

QDOTCALC: Açığa çıkan ısı miktarını hesaplayan alt program,

CPCALC: Karışımın özgül ısını sıcaklığa bağlı olarak hesaplayan alt program,

Bu programların geçerliliğini sınamak amacıyla Ni engebesi (Ni - Bump) problemi ve hipersonik akım incelendi.

Projenin bu ilk aşaması, yukarıda bahsedilen alt programlardan yararlanarak hız ve yanma (sıcaklık, damlacık ve konsantrasyonlar) alanlarının beraber çözümü için verilen bir algoritma ile tamamlandı.

2. FİZİKSEL MODEL VE ÇÖZÜM YÖNTEMİ

2.1. FİZİKSEL MODEL

Damlacıklı yanma olayı, yanma odasının amacına, çalışma tarzına ve içindeki farklı bölgelere göre değişik şekillerde modellenmektedir. Jet motoru yanma odasının önemli bir bölümü için geçerli olan aşağıdaki varsayımlar araştırmanın yöneldiği fiziki modeli oluşturmaktadır;

- Sıkışamaz akım: Yanma odalarının asıl yanma bölgesinde basınç kaybını azaltmak amacıyla Mach sayısı 0,1 den küçük, hatta 0,02 civarında, tutulmaktadır; Havanın akış nedeniyle sıkışması, yoğunluğunun değişmesi sözkonusu değildir. Bu varsayım hesaplara büyük basitlik getirmektedir. Hız değişikliği dolayısıyla meydana gelebilecek yoğunluk değişikliği ihmal edilmekle beraber araştırmada yakıtın buharlaşması ve yanması nedeniyle meydana gelen yoğunluk değişimi ihmal edilmemektedir. Bazı özel uygulamalarda bu varsayımı kullanmaya gerek duyulmamıştır.
- Laminar akım: Bu varsayım araştırmanın yalnız bu ilk aşamasında kullanılacaktır. Amaç problemin diğer zorluklarını yenerken türbülans dolayısıyla meydana gelebilecek olumsuzlukları bir kenara bırakabilmektir.
- Yerel homojen ortam: Damlacık çaplarının 30'm dan küçük olduğu durumlarda damlacıklar gaz faz ile, ortalama yoğunlukdaki bir sürekli ortam halinde hareket ederler. Modern yanma odalarında damlacık çapı çok küçültülerek bu şartlara yaklaşılmaktadır. Atomizöre çok yakın bölgede damlacık çapı daha büyük de olsa kısa mesafe sonra çap küçüldüğünden bu varsayım geçerli olacaktır.
- Buharlaşma ve difüzyonla sınırlı yanma: Damlacıklardaki sıvı yakıtın buharlaşması ve buharın çevredeki oksijene difüzyonla ulaşması, reaksiyon hızına göre çok yavaştır. Bu nedenle reaksiyona girenlerin sonsuz hızlı olarak tek adımda ürünlere dönüştüğü kabul edilmiştir.

2.2. ÇÖZÜM YÖNTEMİ VE LANS3D

Fiziki modelin matematiksel formülasyonunda ilk adım akım alanının hesabına yöneliktir. Süreklilik, üç momentum ve enerji denklemleri x, y, z fiziksel koordinat sistemlerinden ξ , η , ζ sayısal hesap koordinat sistemine geçilerek yazıldığında aşağıdaki görünümü alır:

$$\{\tau = t, \xi = \xi(x, y, z, t), \eta = \eta(x, y, z, t), \zeta = \zeta(x, y, z, t)\} \quad (2.1)$$

$$\frac{\partial Q}{\partial \tau} + \frac{\partial E}{\partial \xi} + \frac{\partial F}{\partial \eta} + \frac{\partial G}{\partial \zeta} = k \frac{1}{Re_\infty} \frac{\partial S}{\partial \zeta} \quad (2.2)$$

$$Q = \frac{1}{J} \begin{bmatrix} \rho \\ \rho u \\ \rho v \\ \rho w \\ \rho \hat{e}_t \end{bmatrix}; \quad E = \frac{1}{J} \begin{bmatrix} \rho u \\ \rho u U^c + \xi_x p \\ \rho v U^c + \xi_y p \\ \rho w U^c + \xi_z p \\ (\rho \hat{e}_t + p) U^c - \xi_t p \end{bmatrix}; \quad F = \frac{1}{J} \begin{bmatrix} \rho v \\ \rho v V^c + \eta_x p \\ \rho v V^c + \eta_y p \\ \rho w V^c + \eta_z p \\ (\rho \hat{e}_t + p) V^c - \eta_t p \end{bmatrix}; \quad (2.3)$$

$$(2.4)$$

$$(2.5)$$

$$G = \frac{1}{J} \begin{bmatrix} \rho w \\ \rho u W^c + \zeta_x p \\ \rho v W^c + \zeta_y p \\ \rho w W^c + \zeta_z p \\ (\rho \hat{e}_t + p) W^c - \zeta_t p \end{bmatrix}; \quad S = \frac{1}{J} \begin{bmatrix} 0 \\ \mu m_1 u_\zeta + \frac{\mu}{3} m_2 \zeta_x \\ \mu m_1 v_\zeta + \frac{\mu}{3} m_2 \zeta_y \\ \mu m_1 w_\zeta + \frac{\mu}{3} m_2 \zeta_z \\ \mu m_1 m_3 + \frac{\mu}{3} m_2 (\zeta_x u + \zeta_y v + \zeta_z w) \end{bmatrix} \quad (2.6)$$

$$(2.7)$$

$$J = \frac{\partial(\xi, \eta, \zeta)}{\partial(x, y, z)} = \frac{1}{x_\xi(z_\zeta y_\eta - z_\eta y_\zeta) - x_\eta(y_\xi z_\zeta - y_\zeta z_\xi) + x_\zeta(y_\xi z_\eta - y_\eta z_\xi)} \quad (2.8)$$

$$m_1 = \zeta_x^2 + \zeta_y^2 + \zeta_z^2 \quad (2.9)$$

$$m_2 = \zeta_x u_\zeta + \zeta_y v_\zeta + \zeta_z w_\zeta \quad (2.10)$$

$$m_3 = \frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial \zeta} (u^2 + v^2 + w^2) + \frac{1}{Pr(\gamma - 1)} (a^2)_\zeta \quad (2.11)$$

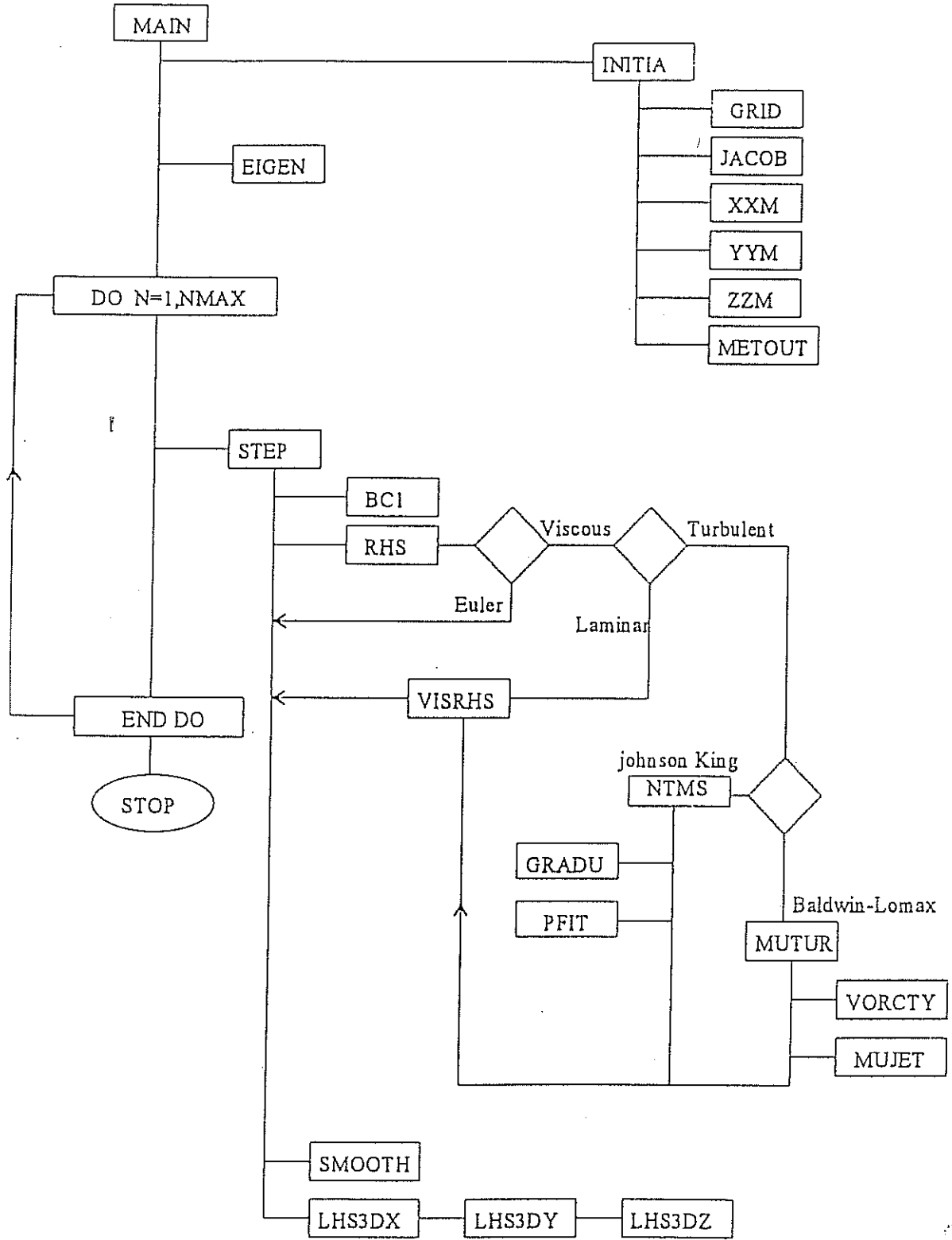
$$\hat{e}_t = h - \frac{p}{\rho} + \frac{V^2}{2} = C_P \frac{P}{\rho R} - \frac{p}{\rho} + \frac{V^2}{2} \quad (2.12)$$

$$\rho \hat{e}_t = \left(\frac{C_P}{R} - 1 \right) P + \rho \frac{V^2}{2} \quad (2.13)$$

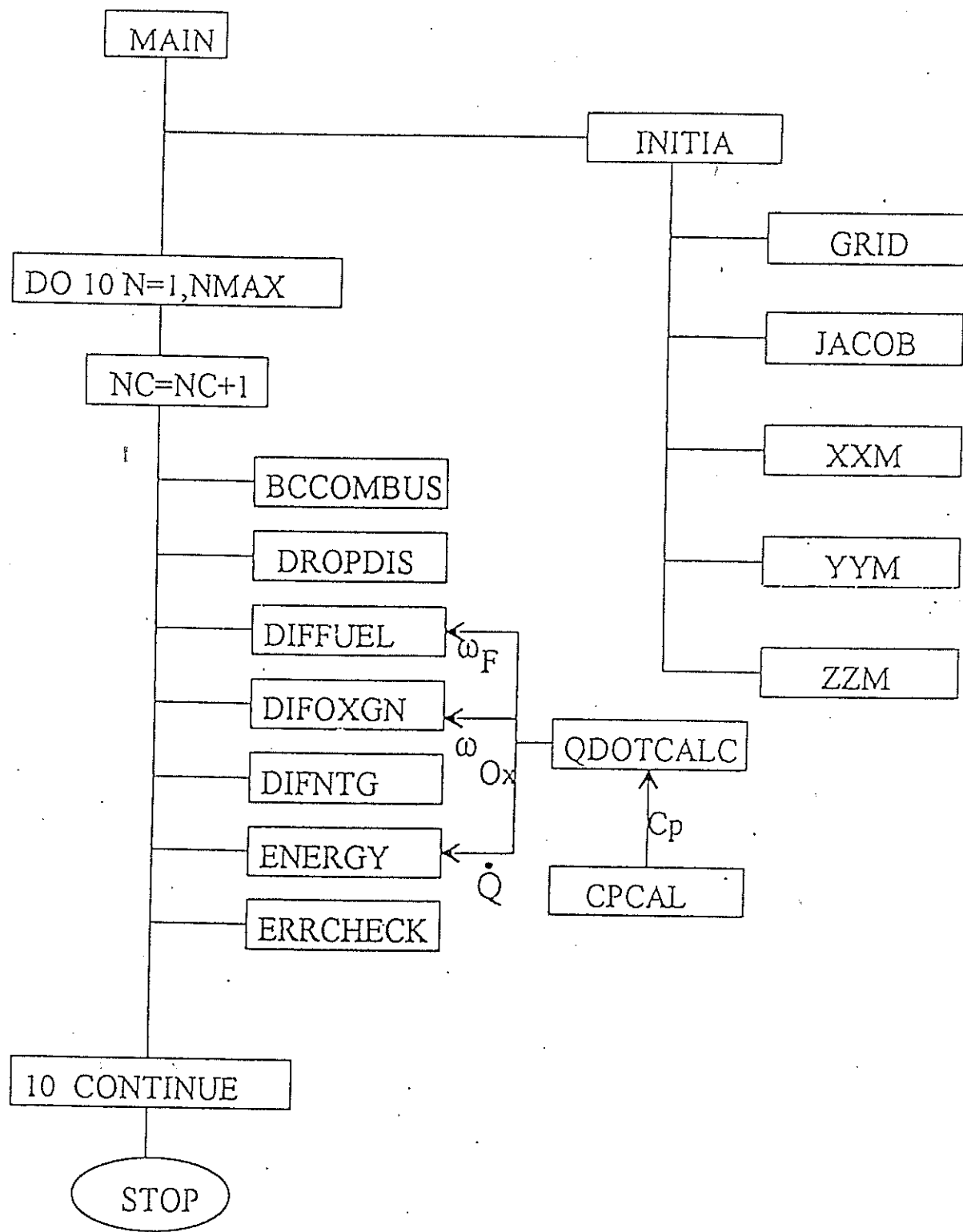
$$P = \rho(\gamma - 1) \left(\hat{e}_t - \frac{u^2 + v^2 + w^2}{2} \right) \quad (2.14)$$

$$a^2 = \frac{P}{\rho} \gamma \quad (2.15)$$

LANS3D programının akış diagramı Şekil 2.1 de sunulmaktadır. MAIN ana programdır. Önce INITIA isimli alt program çağırılır. Bu alt program GRID, JACOB, XXM, YYM, ZZM, METOUT isimli alt programları çağırır ve ayrıca birinci iterasyon için akım alanına ait değişkenleri çözüm ağının her bir noktasında tahmin eder. Bu değişkenler yoğunluk, x, y, z, doğrultularındaki hız bileşenleri ve enerjidir. GRID isimli alt program çözüm ağının koordinatlarını okur. JAKOB, XXM, YYM, ZZM ise çözüm ağına ait Jakobian ve metrikleri hesaplarlar. Ana program daha sonra eigenvalue hesabının yapıldığı EIGEN isimli alt programı çağırır. Bu işlemden sonra evvelce belirlenen NMAX sayısı kadar iterasyonlar başlar. Her bir iterasyonda önce BC1 isimli alt program çağırılarak sınır şartları atanır. RHS isimli alt program Navier Stokes denklemlerinin sağ tarafını kurar. VISRHS ise sağ taraftaki viskoz terimleri hesaplar. VISRHS programı laminar çözüm halinde başka bir alt program çağırmaz. Buna karşılık türbülanslı çözümler halinde kullanıcının isteğine bağlı olarak Baldwin-Lomax türbülans modeli için MUTUR isimli alt programını, Johnson-King türbülans modeli için de NTMS isimli alt programını çağırır. VORCTY Baldwin-Lomax modeli için gerekli olan girdap şiddetini (vorticity) hesaplar. MUJET ise sadece jet tipi akımlar halinde çağırılan ve bu tür akımlara uygulanabilen bir türbülans modeli (Oh ve Schetz) alt programıdır. SMOOTH sayısal amaçlı bazı yumuşatma işlemleri yapar. LHS3DX, LHS3DY ve LHS3DZ isimli alt programlar sağ tarafı kurulmuş olan Navier Stokes denklemlerinin sol tarafını da kurarak ve ξ , η , ζ yönlerinde tarama yaparak LU-ADI yöntemi ile çözümü gerçekleştirirler.



Şekil 2.1. Denklem sistemini Lower-Upper ADI (Alternating Direction Implicit) yöntemiyle çözen LANS3D programının akım şeması.



Şekil 3.1 LANSDROP programımızın akım şeması.

3. ARAŞTIRMA SONUÇLARI

3.1. ÖN DENEMELER

LANS3D nin doğru olarak kullanılmasından ve hassasiyetinden emin olabilmek amacıyla Ni-tepeciği (Ni-Bump) problemi çözüldü ve tatmin edici sonuç alındı. Ayrıca yalnız ısı iletimini içeren bir basit problem de çözüldü Bu ısı iletimi probleminin hesapları hakkında detaylı bilgi [15] de verilmiştir.

3.2. AYRIK (UNCOUPLED) ÇÖZÜM İÇİN GELİŞTİRİLEN ALT PROGRAMLAR VE SINAMA SONUÇLARI:

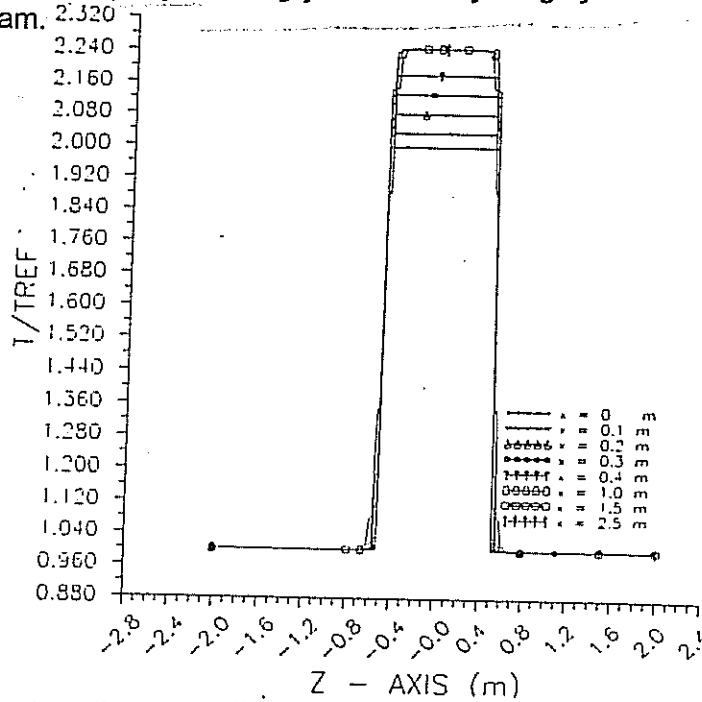
Bu amaçla Şek. 3.1. de gösterilen LANSDROP akım şemasına uygun olarak bir dizi alt programlar hazırlanmış ve bunlar sentez edilerek çalıştırılmıştır.

BCCOMBUS : Yanma bölgesindeki başlangıç ve sınır değerlerini belirlemektedir.

DROPDIS : Damlacık sayısı dağılımının zamanla değişimini hesaplamaktadır.

DIFFUEL, DIFOXGN, DIFNTG: Yakıtın, oksijenin ve azotun yanma bölgesindeki dağılımını ve son ikisinin difüzyonunu hesaplamaktadır.

ENERGY : Sıcaklığın yerel değişimini bulmayı sağlayan ve enerji denklemini çözen alt program.



Şek.3.2. Z- eksenine dik akış ve yalnız orta bölgede yakıt damlacıklarının girmesi halinde Z yönündeki sıcaklık dağılımının akış boyunca değişik mesafelerdeki görünümü. (Ayrık çözüm, LANSDROP)

Bunlara yardımcı olarak QDOTCALC ve CPCALC alt programları enerji denkleminde gerekli olan ısı ilavesini ve özgül ısıları hesaplamaktadır.

LANSDROP adı verilen bu program ve uygulama sonuçları hakkında etraflı bilgiyi 10. Ulusal Isı Bilim ve Tekniği Kongresinde bir bildiri halinde sunmuş bulunuyoruz, [14]. Bu bildiri raporun eki olarak da sunulmaktadır (Ek A).

Bu program girişde iki ayrı bölge olması ve damlacıkların orta bölgede girip buharlaşma hızıyla orantılı olarak yanması haline uygulanmıştır. Şekil 3.2. de verilen sıcaklık dağılımı bu uygulama için elde edilmiştir. Akım boyunca sıcaklık artmakta, aynı zamanda iki bölgenin sınırında akış yönüne dik ısı iletiminin etkisi gözlenmektedir.

LANSDROP'u oluşturan alt programların dayandığı denklemlerin elde edilişi ve alt programların teferruatı [14] de verilmiştir.

3.3. BÜTÜNLEŞİK (COUPLED) ÇÖZÜM İÇİN BİR YAKLAŞIM

LANS3D'nin bütününün yanmalı olarak kullanılabilmesi için, daha önce hazırlanan alt programlardan yararlanarak yeni bir program geliştirildi. TKGCOMB adı verilen bu programın akış şeması Şek.3.3. de verilmiştir. TKGCOMB'un detaylarıyla ilgili bilgi [15] de verilmiştir.

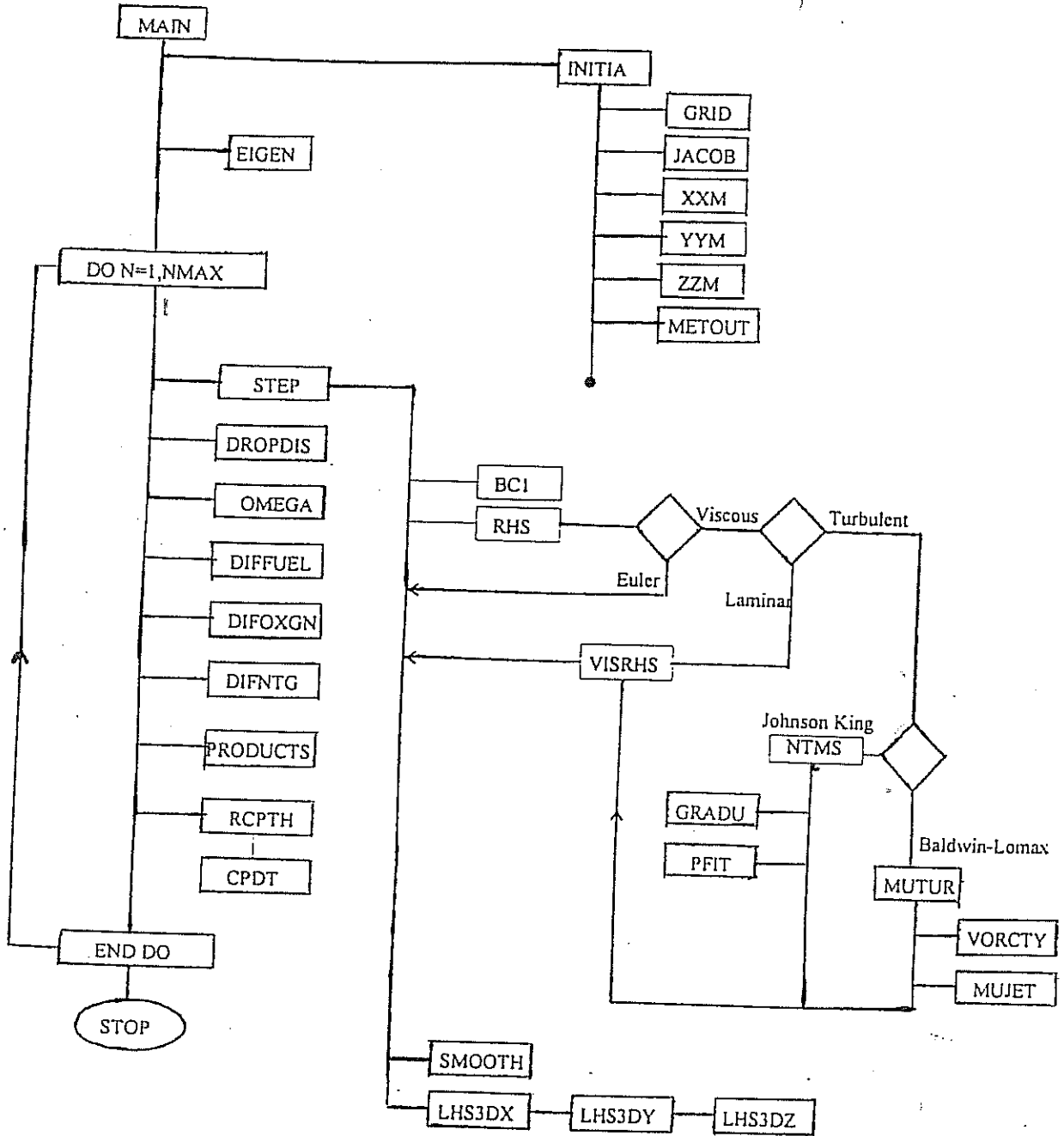
Bu programın ana fikri yanmadan enerji çıkışını gazın özgül ısısı içinde ifade etmektir. Program deneme aşamasındadır. Bununla birlikte Alt Bölüm 3.5 de açıklanan yaklaşım da geliştirildi.

3.4. HİPERSONİK LÜLE PROBLEMİ

TKGCOMB programı reaksiyonlu akışta taşma (overflow) göstermektedir. Bu formülasyondan veya programdan kaynaklanabileceği gibi daha çok da sınır şartlarının uygulanması ile ilgili olabilir. Zorluğun yerini belirteyebilmek (lokalize etmek) amacıyla bu program yanmasız fakat değişken özgül ısılı bir probleme uygulandı: Mach sayısı 5 olan bir (genişlemeli) lülede hız ve yoğunluk alanları hesaplandı. Sonuçlar kapalı çözümle uyum içinde bulundu. Bu nedenle TKGCOMB programımızın yanmaya ilişkin formülasyonu düzeltilme gereksinimi göstermektedir. Hipersonik akım araştırma konusunu doğrudan ilgilendirmeyip yalnızca test görevini yerine getirdiğinden sonuçlar burada verilmeyecek. İstenilirse [15] de görülebilir.

3.5. BÜTÜNLEŞİK ÇÖZÜM İÇİN DETAYLI YAKLAŞIM

Projenin böyle bir çalışmaya gereksinimi olduğu bilinmekle beraber ne derece detaylı olacağı kestirilemediği için kısa yoldan çözümler denendi ve ancak son aylarda derinliğine inceleme ile bu formülasyona ulaşıldı. Bir çok karmaşık problemde olduğu gibi bu problemde de en hassas çözüme gelmeden önce



Şekil 3.3. Yanmalı akış probleminin bütünleşik (coupled) çözümü için özgül ısıyı genelleştirmeye dayanan TKGCOMB programımızın akış şeması.

basitleştirmeleri içeren az hassas yaklaşımlarla işe başlandı ve aşamalı olarak hassas özöme ulaşıldı Ek B1 de damlacık - hava karışımının durum denklemi türetildi [15, Ek G] . Ek B2 [15, Ek H] bütönlöşik özömler için en kabasından en hassasına kadar řu üç aşamada özömlerini vermekte ve bunların dayandığı varsayımlar açıklanmaktadır.

- Yanma odasına girildikten yanma bitinceye kadar damlacık sıcaklığı değişmemektedir.
- Damlacık yüzey sıcaklığı değişmekte, damlacık iç sıcaklığı değişmemektedir.
- Damlacık içindeki kuvvetli karışma nedeniyle damlacığın her tarafı aynı sıcaklıktadır ve bu sıcaklık değişmektedir.

Bu algoritmaların karşılaştırılması, bir yayın olarak planlanmaktadır.

4. BULGULAR VE ÖNERİLER

4.1. BULGULAR

LANS3D programı bütün yönleriyle incelenmiş ve bu programla uyumlu bir dizi alt programlar hazırlanmıştır. LANS3D programının yanma problemlerine uygulanabilmesinde bu alt programlar önemli rol oynayacaktır. Ek A daki örnek çözüm bunların önemli bir kısmının doğru çalıştığını göstermektedir.

Henüz alt program haline getirilmemiş fakat bütün eşitlikleri elde edilmiş olan algoritma ve üç yaklaşıklık aşaması Ek B1 ve Ek B2 de açıklanmıştır. Bu yaklaşımlar karışımın efektif özgül ısısını ve gaz sabitini hesaplamakta, varsayımların zorluk derecesine göre akım boyunca damlacık sıcaklığını sabit ya da değişken kabul etmektedir. Reaksiyon hızı sonsuz ve yanma difüzyon kontrollü varsayılmakta, açığa çıkan ısı iç ve kinetik enerjiden oluşan toplam enerjiye ilave edilmektedir.

4.2. ÖNERİLER

Sırasıyla aşağıdaki doğrultularda çalışmalara devam edilmelidir.

- LANS3D kullanmaksızın her üç yaklaşıklık derecesi için önerilen algoritmalar tek boyutlu akışta denenmeli aralarındaki farklar hakkında yapılan tahminlerin doğruluğu kontrol edilmelidir.
- LANS3D nin kullanışlılığının artırılması için ağ (grid) üretme yazılımları temin edilmeli veya yazılmalıdır.
- Bu araştırmada geliştirilmiş alt programların çeşitli kombinezonlarda uyumlu çalıştıklarından emin olmak için denemeler yapılmalıdır.
- Yeni geliştirilen algoritmaların eksik alt programları tamamlanmalıdır.
- Alt programlar tamamlanınca LANS3D ile hepsi beraberce birleştirilmelidir.

EK A

NUMERICAL SOLUTION OF THREE-DIMENSIONAL DROPLET COMBUSTION IN A LAMINAR, INCOMPRESSIBLE MEDIUM

Erhan TARHAN, Ahmet AYDIN*, Mehmet Şerif KAVSAOĞLU, Yalçın GÖĞÜŞ

Aeronautical Engineering Department, M.E.T.U., 06531, Ankara

* BOTAŞ, Kavaklıdere, Ankara.

ABSTRACT

In this work, three-dimensional numerical solution of droplet combustion in a laminar incompressible medium is performed. It is assumed that flow is in x-direction only, droplets do not diffuse into the mixture and combustion reaction takes place at infinite rate. The five partial differential equations, namely the number density of the fuel droplets equation, species continuity equations for fuel, oxygen and nitrogen and energy equation are solved. These equations were written in the general curvilinear coordinates. They were discretized by the upwind scheme. Each equation is solved by the alternating direction implicit method.

INTRODUCTION

The aim of the study on which this paper bases is to develop a software capable to simulate the processes in the combustion chamber of a gas turbine power plant at steady conditions. At this first stage of the study, the three dimensional computation technique was developed for a simplified combustion mechanism and laminar, incompressible flow. Preparations were made to include compressibility effects and turbulence models in future.

The specific problem about which some results are given have boundary conditions shown on Fig. 1. Although it was assumed that the flow is mainly in one direction, i.e. the velocity vector is not effected by the combustion, diffusion of the species takes place in three-dimension. It was assumed that droplets have very small (30 μm) diameters, hence their velocity is the same as the flow velocity at all points. Droplets do not diffuse into the mixture because they have extreme large mass and size in comparison to other diffusing molecules. The medium is composed of the fuel (droplets), oxygen, nitrogen and the products. Since the rate determining phenomenon is the evaporation of the droplets, it was assumed that as soon as the fuel vaporizes, products form [1]. To simulate the three-dimensional droplet combustion, five partial differential equations were used: number density of the fuel droplets equation and three species continuity equations for the

species of fuel, oxygen and nitrogen and the energy equation. The equations were transformed from Cartesian coordinates to the general curvilinear coordinates. Since the motion is convection dominated, (i.e. Peclét > 2) [2], Upwind Scheme (Forward time backward space) was used for the discretization. The Alternating Direction Implicit (ADI) technique was used in solving the discretized equations [3].

In the following sections, firstly the five partial differential equations, both in Cartesian and in the general curvilinear coordinates, and the boundary conditions are given. Then the brief description of the code with a flowchart, the grid used in the code are explained. Lastly numerical results for oxygen, nitrogen and the fuel concentrations, number density of the droplets, the temperature field and the convergence history are presented and discussed.

NUMBER DENSITY OF THE FUEL DROPLETS EQUATION

The equation can be written in the Cartesian coordinates as below:

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial n}{\partial \bar{x}} + \bar{v} \frac{\partial n}{\partial \bar{y}} + \bar{w} \frac{\partial n}{\partial \bar{z}} = 0 \quad (1)$$

where the velocities were non-dimensionalized as follows;

$$\bar{u} = \frac{u}{u_\infty}, \bar{v} = \frac{v}{u_\infty}, \bar{w} = \frac{w}{u_\infty}, \bar{x} = \frac{x}{L}, \bar{y} = \frac{y}{L}, \bar{z} = \frac{z}{L}, \bar{t} = \frac{t}{L/u_\infty}$$

Here, n is the number density of the liquid fuel droplets, u_∞ is the freestream velocity and L is the characteristic length (such as combustor's length). After the transformation into the general curvilinear coordinates ;

$$\frac{\partial(n/J)}{\partial \tau} + U^c \frac{\partial(n/J)}{\partial \xi} + V^c \frac{\partial(n/J)}{\partial \eta} + W^c \frac{\partial(n/J)}{\partial \zeta} = 0 \quad (2)$$

can be obtained, where;

$$U^c = u\xi_x + v\xi_y + w\xi_z ; \quad V^c = u\eta_x + v\eta_y + w\eta_z ; \quad W^c = u\zeta_x + v\zeta_y + w\zeta_z \quad (3 a,b,c)$$

are the contravariant velocities and J is the Jacobian of the transformation [3]. For the convenience in printing the bar signs (-) were dropped in the above and all future curvilinear equations. After the discretization with upwind scheme , using the ADI technique the following can be obtained:

ξ -sweep:

$$\frac{N_{j,k,l}^{n+1/3} - N_{j,k,l}^n}{\Delta\tau/3} + \frac{U_{j,k,l}^{c^{n+1}} N_{j,k,l}^{n+1/3} - U_{j-1,k,l}^{c^{n+1}} N_{j-1,k,l}^{n+1/3}}{\Delta\xi} + \frac{V_{j,k,l}^{c^{n+1}} N_{j,k,l}^n - V_{j,k-1,l}^{c^{n+1}} N_{j,k-1,l}^n}{\Delta\eta}$$

$$+ \frac{W_{j,k,l}^{c^{n+1}} N_{j,k,l}^n - W_{j,k,l-1}^{c^{n+1}} N_{j,k,l-1}^n}{\Delta \zeta} = 0 \quad (4)$$

Here the variable N is actually n / J .

η - sweep :

$$\begin{aligned} \frac{N_{j,k,l}^{n+2/3} - N_{j,k,l}^{n+1/3}}{\Delta \tau/3} + \frac{U_{j,k,l}^{c^{n+1}} N_{j,k,l}^{n+1/3} - U_{j-1,k,l}^{c^{n+1}} N_{j-1,k,l}^{n+1/3}}{\Delta \xi} + \frac{V_{j,k,l}^{c^{n+1}} N_{j,k,l}^{n+2/3} - V_{j,k-1,l}^{c^{n+1}} N_{j,k-1,l}^{n+2/3}}{\Delta \eta} \\ + \frac{W_{j,k,l}^{c^{n+1}} N_{j,k,l}^{n+1/3} - W_{j,k,l-1}^{c^{n+1}} N_{j,k,l-1}^{n+1/3}}{\Delta \zeta} = 0 \end{aligned} \quad (5)$$

ζ - sweep :

$$\begin{aligned} \frac{N_{j,k,l}^{n+1} - N_{j,k,l}^{n+2/3}}{\Delta \tau/3} + \frac{U_{j,k,l}^{c^{n+1}} N_{j,k,l}^{n+2/3} - U_{j-1,k,l}^{c^{n+1}} N_{j-1,k,l}^{n+2/3}}{\Delta \xi} + \frac{V_{j,k,l}^{c^{n+1}} N_{j,k,l}^{n+2/3} - V_{j,k-1,l}^{c^{n+1}} N_{j,k-1,l}^{n+2/3}}{\Delta \eta} \\ + \frac{W_{j,k,l}^{c^{n+1}} N_{j,k,l}^{n+1} - W_{j,k,l-1}^{c^{n+1}} N_{j,k,l-1}^{n+1}}{\Delta \zeta} = 0 \end{aligned} \quad (6)$$

SPECIES CONTINUITY EQUATION FOR FUEL

For the fuel droplets, it was assumed that they do not diffuse into the mixture (i.e. $D_{fuel}=0$). Therefore the partial differential equation for this can be written as:

$$\bar{\rho} \frac{\partial Y_F}{\partial t} + \bar{\rho} \bar{u} \frac{\partial Y_F}{\partial x} + \bar{\rho} \bar{v} \frac{\partial Y_F}{\partial y} + \bar{\rho} \bar{w} \frac{\partial Y_F}{\partial z} - \bar{\omega}_F = 0 \quad (7)$$

The additional non-dimensional parameters are ;

$$\bar{\rho} = \frac{\rho}{\rho_{ref}}, \quad \bar{\omega}_F = \frac{\omega_F}{\rho_{ref} u_{\infty} / L}$$

where ω_F is the rate of destruction of the fuel droplets , and it can be written as follows [4]:

$$\omega_F = -\frac{K}{2} \left(\frac{3}{4} \right)^{1/3} (n \pi \rho_{liq})^{2/3} (\rho Y_F)^{1/3}, \quad K = \frac{8 \rho_s D_s \ln(1+B)}{\rho_{liq}} \quad (8), (9)$$

$$B = -C_p \frac{T_v - T}{L_v} + \frac{Y_{Ox,\infty} |\Delta Q|}{v \bar{M}_{Ox} L_v} \quad (10)$$

where, n : the number density of the fuel droplets (per volume); ρ : the mixture density

ρ_{liq} : the fuel liquid density; $\rho_s D_s = \rho_s \alpha_s$ (Lewis number is one)

T_v, L_v : Vaporization temperature and heat of vaporization respectively

$Y_{O_x, \infty}$: oxygen ratio at the infinity (Note here that infinity for a droplet particle is just the adjacent region of the droplet)

$v\bar{M}_{O_x}$: Amount of the oxygen that is needed for one mole of fuel. (v is the stoichiometric coefficient)

Equation (7) in the curvilinear coordinates is as follows;

$$\rho \frac{\partial(Y_F/J)}{\partial \tau} + \rho U^c \frac{\partial(Y_F/J)}{\partial \xi} + \rho V^c \frac{\partial(Y_F/J)}{\partial \eta} + \rho W^c \frac{\partial(Y_F/J)}{\partial \zeta} = \frac{\omega_F}{J} \quad (11)$$

SPECIES CONTINUITY EQUATION FOR OXYGEN

Species continuity equation for oxygen in Cartesian coordinates is the following :

$$\bar{\rho} \frac{\partial Y_{O_x}}{\partial t} + \bar{\rho} u \frac{\partial Y_{O_x}}{\partial x} + \bar{\rho} v \frac{\partial Y_{O_x}}{\partial y} + \bar{\rho} w \frac{\partial Y_{O_x}}{\partial z} - \bar{\omega}_{O_x} = \bar{\rho} \bar{D}_{O_x} \frac{\partial^2 Y_{O_x}}{\partial x^2} + \bar{\rho} \bar{D}_{O_x} \frac{\partial^2 Y_{O_x}}{\partial y^2} + \bar{\rho} \bar{D}_{O_x} \frac{\partial^2 Y_{O_x}}{\partial z^2} \quad (12)$$

here, the diffusivity and the rate of destruction of oxygen can be non-dimensionalized as

$$\bar{D}_{O_x} = \frac{D_{O_x}}{u_{\infty} L}; \quad \bar{\omega}_{O_x} = \frac{\omega_{O_x}}{\rho_{ref} u_{\infty} / L}$$

where, D_{O_x} : Diffusivity coefficient of oxygen into the mixture; ω_{O_x} : The rate of destruction of oxygen which can be related to the rate of destruction of fuel as shown below [1] :

$$\omega_{O_x} = \frac{v\bar{M}_{O_x}}{\bar{M}_F} \omega_F \quad (13)$$

The equation can be transformed to general curvilinear coordinates as follows:

$$\rho \frac{\partial(Y_{O_x}/J)}{\partial \tau} + \rho U^c \frac{\partial(Y_{O_x}/J)}{\partial \xi} + \rho V^c \frac{\partial(Y_{O_x}/J)}{\partial \eta} + \rho W^c \frac{\partial(Y_{O_x}/J)}{\partial \zeta} = \frac{\omega_{O_x}}{J} + \frac{\partial(F_1)}{\partial \xi} + \frac{\partial(F_2)}{\partial \eta} + \frac{\partial(F_3)}{\partial \zeta} \quad (14)$$

where F_1, F_2, F_3 are,

$$F_1 = (\rho D_{O_x}) \left[A_1(Y_{O_x})_{\xi} + A_4(Y_{O_x})_{\eta} + A_5(Y_{O_x})_{\zeta} \right] \quad (15)$$

$$F_2 = (\rho D_{Ox}) \left[A_4 (Y_{Ox})_{\xi} + A_2 (Y_{Ox})_{\eta} + A_6 (Y_{Ox})_{\zeta} \right] \quad (16)$$

$$F_3 = (\rho D_{Ox}) \left[A_5 (Y_{Ox})_{\xi} + A_6 (Y_{Ox})_{\eta} + A_3 (Y_{Ox})_{\zeta} \right] \quad (17)$$

The coefficients (A's 1 through 6) are the following;

$$A_1 = (\xi_x^2 + \xi_y^2 + \xi_z^2), \quad A_2 = (\eta_x^2 + \eta_y^2 + \eta_z^2), \quad A_3 = (\zeta_x^2 + \zeta_y^2 + \zeta_z^2)$$

$$A_4 = (\xi_x \eta_x + \xi_y \eta_y + \xi_z \eta_z), \quad A_5 = (\xi_x \zeta_x + \xi_y \zeta_y + \xi_z \zeta_z), \quad A_6 = (\eta_x \zeta_x + \eta_y \zeta_y + \eta_z \zeta_z)$$

(18 a,b,c)

SPECIES CONTINUITY EQUATION FOR NITROGEN

Species continuity equation for nitrogen in Cartesian coordinates can be written as follows:

$$\bar{\rho} \frac{\partial Y_{N_2}}{\partial t} + \bar{\rho} u \frac{\partial Y_{N_2}}{\partial x} + \bar{\rho} v \frac{\partial Y_{N_2}}{\partial y} + \bar{\rho} w \frac{\partial Y_{N_2}}{\partial z} = \bar{\rho} \bar{D}_{N_2} \frac{\partial^2 Y_{N_2}}{\partial x^2} + \bar{\rho} \bar{D}_{N_2} \frac{\partial^2 Y_{N_2}}{\partial y^2} + \bar{\rho} \bar{D}_{N_2} \frac{\partial^2 Y_{N_2}}{\partial z^2} \quad (19)$$

and in curvilinear coordinates as the following;

$$\rho \frac{\partial \left(\frac{Y_{N_2}}{J} \right)}{\partial \tau} + \rho U^c \frac{\partial \left(\frac{Y_{N_2}}{J} \right)}{\partial \xi} + \rho V^c \frac{\partial \left(\frac{Y_{N_2}}{J} \right)}{\partial \eta} + \rho W^c \frac{\partial \left(\frac{Y_{N_2}}{J} \right)}{\partial \zeta} =$$

$$\frac{\partial \left(\frac{F_1}{J} \right)}{\partial \xi} + \frac{\partial \left(\frac{F_2}{J} \right)}{\partial \eta} + \frac{\partial \left(\frac{F_3}{J} \right)}{\partial \zeta} \quad (20)$$

and F_1, F_2, F_3 are the same as the definitions made in the equations (15), (16), (17) except that the indice "Ox" for the oxygen concentration, is now "N₂" for the nitrogen concentration.

ENERGY EQUATION

Energy equation in Cartesian coordinates can be shown below [1]:

$$\rho C_p \frac{\partial T}{\partial t} + \rho C_p u \frac{\partial T}{\partial x} + \rho C_p v \frac{\partial T}{\partial y} + \rho C_p w \frac{\partial T}{\partial z} = \dot{Q} + \lambda \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \lambda \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} + \lambda \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \quad (21)$$

which can be obtained by assuming the viscous, Soret or Dufour effects are negligible and the pressure does not contribute to the work done on the system. Also the heat transfer due to radiation was ignored.

To reform the equation, it can be divided by ρC_p .

$$\frac{\partial T}{\partial t} + u \frac{\partial T}{\partial x} + v \frac{\partial T}{\partial y} + w \frac{\partial T}{\partial z} = \frac{\dot{Q}}{\rho C_p} + \frac{\lambda}{\rho C_p} \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\lambda}{\rho C_p} \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} + \frac{\lambda}{\rho C_p} \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \quad (22)$$

where, $\dot{Q} = -RR \left(\sum_{\text{Products}} (H_f^\circ + \Delta H) - \sum_{\text{Reactants}} (H_f^\circ + \Delta H) \right) + \omega_F L v$ and $\Delta H = C_p(T - T_o)$

Inserting the thermal diffusivity α instead of $\frac{\lambda}{\rho C_p}$, the energy equation can be in the non-dimensional form below:

$$\frac{\partial \bar{T}}{\partial \bar{t}} + \bar{u} \frac{\partial \bar{T}}{\partial \bar{x}} + \bar{v} \frac{\partial \bar{T}}{\partial \bar{y}} + \bar{w} \frac{\partial \bar{T}}{\partial \bar{z}} = \bar{S} + \bar{\alpha} \frac{\partial^2 \bar{T}}{\partial \bar{x}^2} + \bar{\alpha} \frac{\partial^2 \bar{T}}{\partial \bar{y}^2} + \bar{\alpha} \frac{\partial^2 \bar{T}}{\partial \bar{z}^2} \quad (23)$$

where;

$$\bar{S} = \frac{\dot{S}}{T_{\text{ref}} u_\infty / L}, \quad \dot{S} = \frac{\dot{Q}}{\rho C_p}, \quad \bar{\alpha} = \frac{\alpha}{u_\infty L} \quad \text{and} \quad \bar{T} = \frac{T}{T_{\text{ref}}}$$

Equation (23) is more like the general transport equation and it can be easily transformed into the generalized curvilinear coordinates.

$$\frac{\partial (T/J)}{\partial \tau} + U^c \frac{\partial (T/J)}{\partial \xi} + V^c \frac{\partial (T/J)}{\partial \eta} + W^c \frac{\partial (T/J)}{\partial \zeta} = \frac{\dot{S}}{J} + \frac{\partial}{\partial \xi} (F_1) + \frac{\partial}{\partial \eta} (F_2) + \frac{\partial}{\partial \zeta} (F_3) \quad (24)$$

where,

$$F_1 = \alpha [A_1 T_\xi + A_4 T_\eta + A_5 T_\zeta] \quad (25)$$

$$F_2 = \alpha [A_4 T_\xi + A_2 T_\eta + A_6 T_\zeta] \quad (26)$$

$$F_3 = \alpha [A_5 T_\xi + A_6 T_\eta + A_3 T_\zeta] \quad (27)$$

Where, RR is the reaction rate and H_f° is the enthalpy of formation. The coefficients (A's 1 through 6) were defined previously in equations (18 a,b,c). To discretize the energy equation, previous procedures apply.

BOUNDARY CONDITIONS

As for the boundary conditions, as seen in the Figure.1, oxygen, nitrogen and fuel concentrations are set such that their sum is unity. Note that the fuel concentration is only on the surface B

(injection hole), however the others are the same amount on the surfaces A, B and C. On the surfaces D, E and F, the concentrations and temperature are extrapolated from the inner points (i.e. at D and F heat and mass flux are zero).

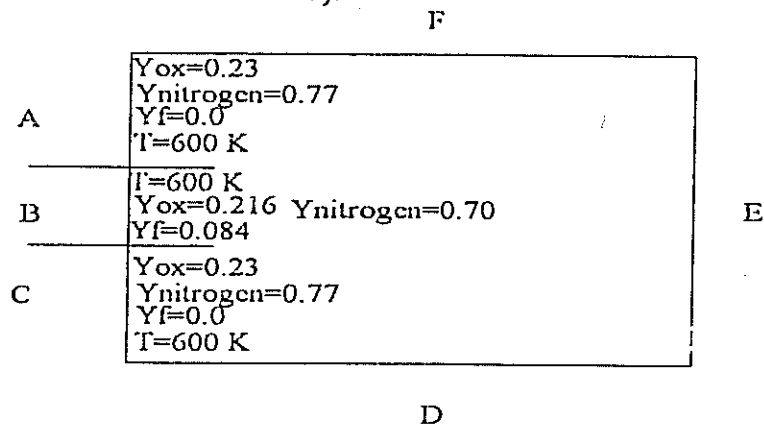


Figure 1. Boundary conditions

BRIEF DESCRIPTION OF THE CODE AND FLOWCHART

In the code, input and the grid are read within the subroutines INITIA and GRID respectively. The Jacobian and the metrics are obtained in JACOB, XXM, YYM and ZZM. In the time loop, boundary and initial conditions are set in BCCOMBUS, droplet number density equation is solved in DROPDIS, species continuity equations of fuel, oxygen and nitrogen and the energy equation are solved in DIFFUEL, DIFOXGN, DIFNTG and ENERGY respectively. Meanwhile, the reaction rate, the rates of destruction of oxygen and fuel and heat source term are supplied from the QDOTCALC to the subroutines DIFFUEL, DIFOXGN and ENERGY. The flowchart is presented in the Figure 2.

RESULTS

The grid system (25*3*201), which was clustered around the fuel injector, is shown in the Figure 3. The steady state results obtained after 4200 iterations are presented in the figures 4, 5, 6, 7, 8, 9, 10 as the convergence history, droplet number density, temperature field and finally fuel, oxygen, nitrogen and product concentrations. Velocity, density and the initial temperature was set as 50 m/sec, 1.225 kg/m³ and 300 K respectively. As fuel benzene was chosen. The error term, used for the convergence history was defined as;

$$\text{Error} = \sum_{j=1}^{j_{\max}} \sum_{k=1}^{k_{\max}} \sum_{l=1}^{l_{\max}} \text{ABS}(T_{\text{old}_{j,k,l}} - T_{\text{new}_{j,k,l}}) \quad (28)$$

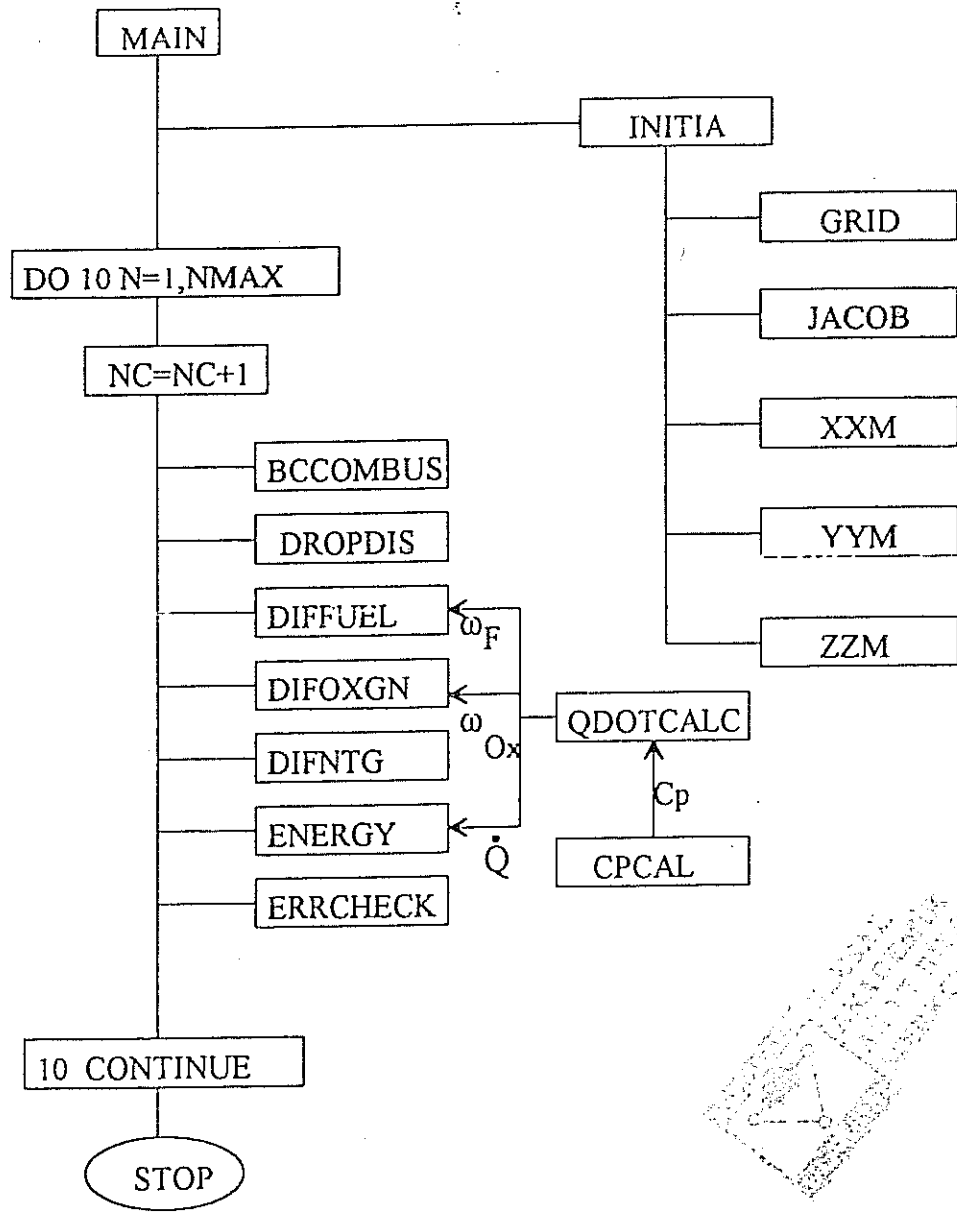


Figure 2. Flowchart of the code LANSDROP

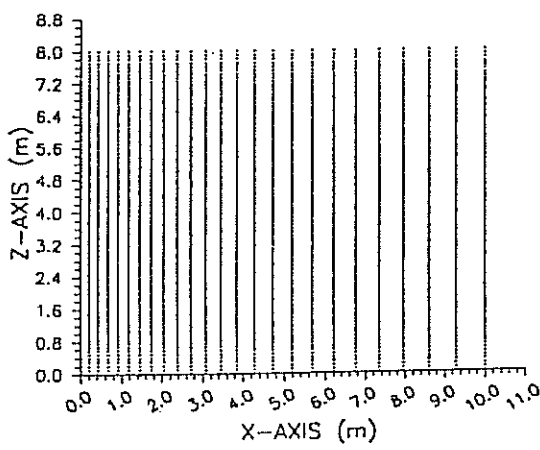


Figure 3. The grid system

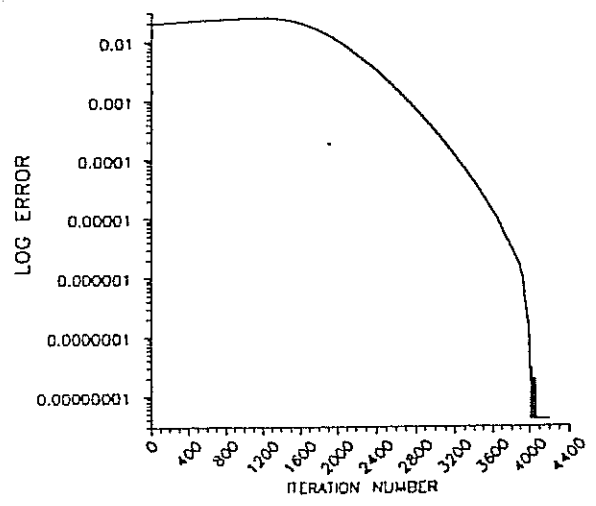


Figure 4. Convergence history

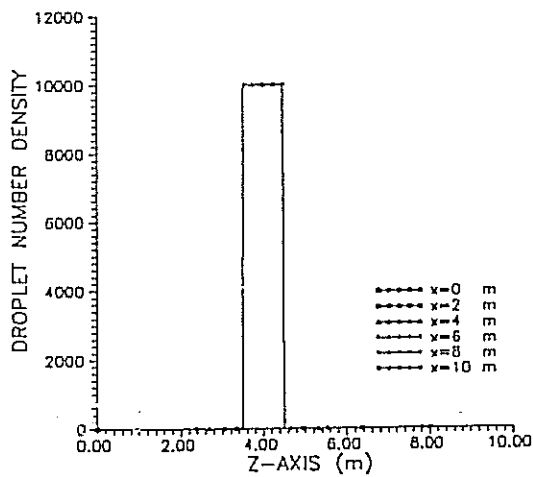


Figure 5. Number density of the fuel droplet

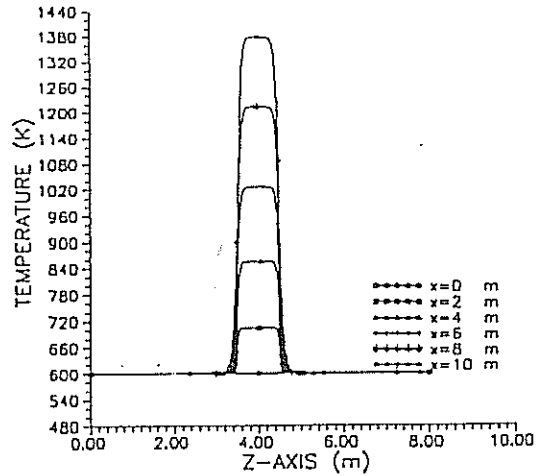


Figure 6. Temperature field

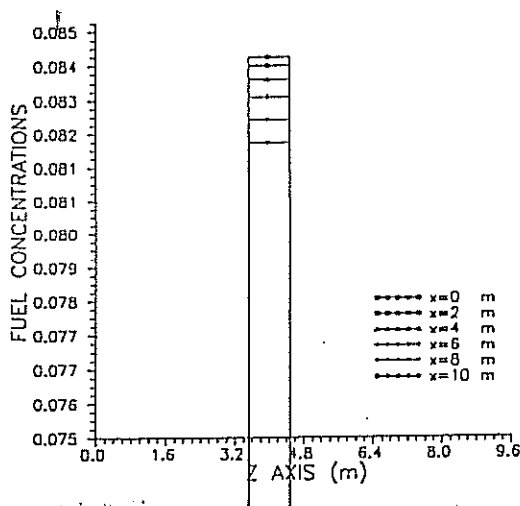


Figure 7. Fuel concentrations

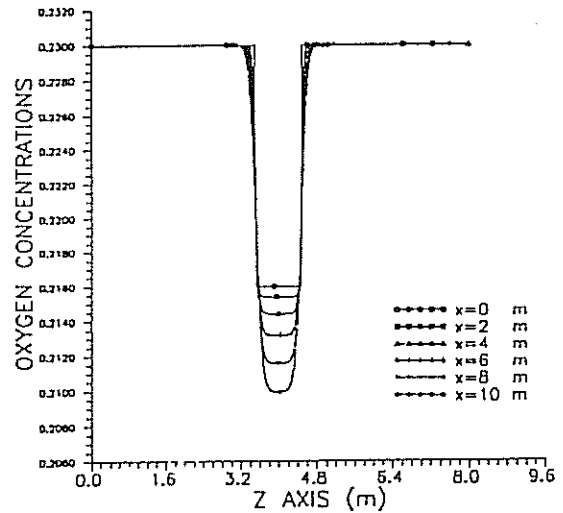


Figure 8. Oxygen concentrations

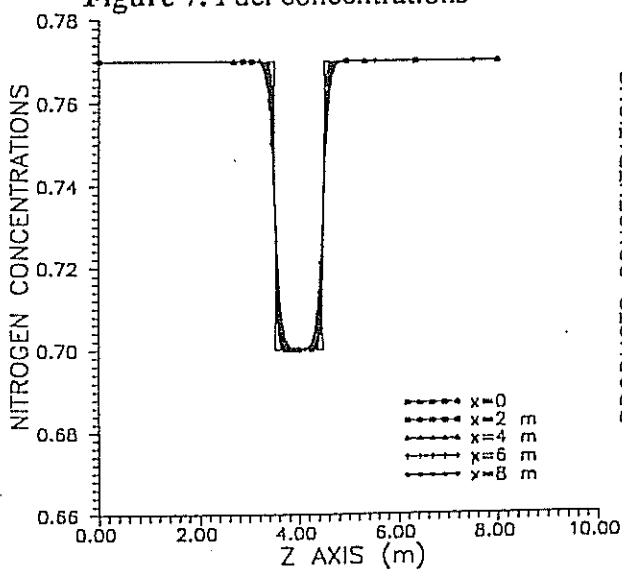


Figure 9. Nitrogen concentrations

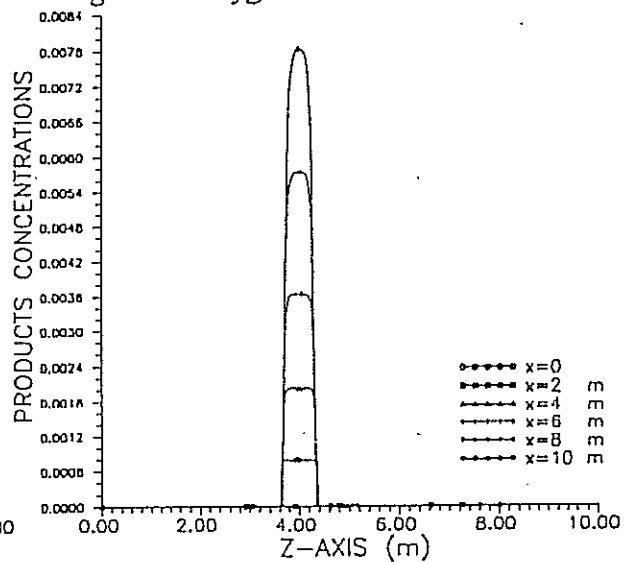


Figure 10. Products concentrations

DISCUSSION

Since during the combustion reactants are consumed and products are formed, in the vaporization and combustion zone the oxygen, nitrogen and fuel concentrations decrease. Also the thermal energy release due to the combustion increases temperature in the combustion zone. Because of the very low rate of reaction, at the end of the computational domain there exists still some fuel. Moreover, the diffusivity coefficients for both energy and species are very low and this results in that the region near the combustion zone is not effected from the mass and heat transfers. It was observed that if the computational mesh is not sufficiently fine some oscillations in the solution may occur.

CONCLUSION

In this study the liquid spray combustion problem has been investigated numerically under idealized conditions. The equations were solved in the general curvilinear coordinate system. The experience gained during the formula derivations, discretization and numerical implementation is expected to be useful for the solution of more general cases such as compressible, turbulent flows with complex boundary geometry.

ACKNOWLEDGMENT

This research was supported by The Scientific and Technical Research Council of Turkey (TÜBİTAK) through the MİSAG - 51 project. Also, during this study the first author received a graduate scholarship from TÜBİTAK. The authors would like to acknowledge the help and advice of Prof. Michel Champion of ENSMA (France) during the formulations.

REFERENCES

- [1] Kuo, K.,K., "Principles of Combustion", John Wiley & Sons, 1986.
- [2] Çelik, İ., "A Short Course On C.F.D. Using Control Volume Approach", (Lecture Notes)
- [3] Hoffmann, K.,A. "Computational Fluid Dynamics For Engineers", Publication of Engineering Education System™, Austin, Texas 78713, USA,
- [4] Borghi, R., Champion, M., "Cours de Combustion", Course Notes, Laboratoire d'énergétique et de détonique, URA-CNRS 193, ENSMA-86034-POITIERS, July 1989.
(Personal correspondence)

EK B1

DERIVATION OF STATE EQUATION FOR DROPLET COMBUSTION

In order to derive the state equation for a mixture composed of liquid and gas constituents, one may think of 1 meter cubic volume of the mixture. The gas mass amount in this volume is,

$$m_{\text{gas}} = m_{\text{mix}} - m_{\text{liq}} \quad (\text{G.1})$$

where $m_{\text{mix}} = \rho_{\text{mix}}$ and $m_{\text{liq}} = \rho_{\text{mix}} Y_{\text{liq}}$ for this volume. Then,

$$m_{\text{gas}} = \rho_{\text{mix}} - \rho_{\text{mix}} Y_{\text{liq}} \quad (\text{G.2})$$

can be obtained. Thermal equation of state of the gaseous phase may be written using the state equation of an ideal gas as in the following;

$$P_{\text{gas}} = \rho_{\text{gas}} R_{\text{gas}} T = \frac{m_{\text{gas}}}{V_{\text{gas}}} R_{\text{gas}} T \quad (\text{G.3})$$

if it is assumed that existence of droplets will not effect pressure. Before inserting equation (G.2) into (G.3), V_{gas} should be determined.

$$V_{\text{gas}} = 1 - V_{\text{liq}} = 1 - \frac{\rho_{\text{mix}} Y_{\text{liq}}}{\rho_{\text{liq}}} \quad (\text{G.4})$$

then the state equation is as in the following,

$$P_{\text{gas}} = \frac{\rho_{\text{mix}} (1 - Y_{\text{liq}})}{1 - \frac{\rho_{\text{mix}} Y_{\text{liq}}}{\rho_{\text{liq}}}} R_{\text{gas}} T \quad (\text{G.5})$$

The mixture thermal equation of state, can be written as,

$$P_{\text{mix}} = \rho_{\text{mix}} R' T \quad (\text{G.6})$$

where R' is,

$$R' = R \frac{1 - Y_{\text{liq}}}{1 - \frac{\rho_{\text{mix}} Y_{\text{liq}}}{\rho_{\text{liq}}}} \quad (\text{G.7})$$

In this equation R' may be called as virtual gas constant.

EK B2

BASIC ASSUMPTIONS OF LOCALLY HOMOGENEOUS COMBUSTION AND METHOD OF CALCULATION FOR COUPLED VELOCITY AND REACTION FIELDS

H.1 Basic Assumptions

The following assumptions are put forward in order to simplify the problem:

1. Laminar flow, or turbulent flow with a suitable turbulence model.
2. Mixture is composed of oxygen, nitrogen, carbon dioxide, water vapor and liquid fuel. The diffusion coefficients of the diffusing species in the gaseous phase are constant and the same with each other.
3. Droplets are small enough to have mass averaged velocity of the mixture at that point (locally homogeneous flow assumption).

Burning of the fuel droplets takes place as in the Spalding model of single droplets, vaporization is the limiting process.

4. Heat transfer by radiation is neglected.

5. For temperature of the liquid droplets, one of the following may assumed:
- 5.1 Droplet inside temperature and droplet surface temperature T_s are equal each other and they are constant, because the heat transfer to droplet covers exactly the enthalpy of vaporization. But, environment temperature T_∞ changes and it is determined from the reaction. Pressure variation in the chamber is negligible.
 - 5.2 Inside the droplet, temperature is constant and there is a heat transfer by the conduction from the environment to droplet surface which is for heating up a sufficient amount of liquid to the temperature at vaporization temperature T_s (i.e. $C_P(T_s - T_i)dm$) and providing the heat of vaporization (i.e. Δh_v). Here, T_i is the initial temperature of the droplet which is assumed to be constant.
 - 5.3 Inside the droplet, the temperature is equal to the surface temperature.
6. Chemical reaction is taken into consideration by species generation or destruction and by the enthalpy of reaction. The enthalpy of reaction is determined from the difference of chemical and thermal enthalpies of the species which are generated and consumed in the reaction.

According to the code TKGCOMB, pressure and temperature have to be found outgoing from the total energy term (\hat{e}_t), mixture density and the velocity by using the caloric and thermal equations of state.

For the locally homogeneous flows, continuity, momentum and energy equations are solved for the mixture of liquid and gaseous phases. However, in order to use the thermal equation of state, liquid phase must be excluded. Appendix G may be referred for the modified state equation.

The subroutine which is prepared to calculate the rate of vaporization / combustion and the resulting temperature field is explained Chapters 6 to 11. Assumption 5.1 was applied in the subroutine called TKGDROP, however, velocity field was assumed to be independent of the concentration and temperature fields. Coupling velocity field with this temperature and concentration fields will result in velocity, temperature and concentration fields of a combustion model based on assumption 5.1. In the following, first of all this coupling will be explained.

H.2 Constant Temperature Droplets

In any combustion problem, the first step will be to run LANS3D, without chemical reaction, to find density, velocity and energy fields. In the next step, combustion can be included starting with a very small rate of combustion - say 0.001 of actual rate - so that, velocity, density and temperature fields will adjust themselves according to this heat release. In the successive iterations, rate of combustion may be increased to its actual value step by step.

The modified form of TKGDROP, which will be named as TKGCOMB should be called three times within each STEP: One after each of LHS3DX, LHS3DY and LHS3DZ. Each time TKGCOMB will correct:

1. Y_{Fuel} , due to vaporization / combustion

2. Change of concentrations of H_2O , CO_2 and O_2 due to chemical reaction and diffusion simultaneously.
3. Change of thermal energy due to chemical energy.
4. Virtual gas constant R' for the mixture.

$$R' = R \frac{1 - Y_F}{1 - \frac{\rho_{mix} Y_F}{\rho_{liq}}} \quad (H.1)$$

In this equation,

$$R = \sum_i \frac{Y_i R_i}{\sum_i Y_i} \quad (H.2)$$

where i stands for all gaseous species but not for fuel.

5. Virtual specific heat of the mixture,

$$C_p' = \sum_i Y_i C_{p_i} \quad (H.3)$$

Again, i refers to all gaseous species but not to fuel. Since it shows the heat capacity of the mixture and there is no heat capacity of the

droplets, there will not be excess heat transfer to droplets. Therefore,

Y_i does not need to be corrected by the term $\left(1/\sum_i Y_i\right)$.

Here, C_{P_i} is the average specific heat of gaseous components between absolute zero and T. The reason why it is called virtual is that it includes droplets which have mass, but zero heat capacity effect because of no excess heat transfer to inside the liquid.

6. $\gamma' = C'_P / (C'_P - R')$. Since γ' is used in connection with the ratio of compression work PV, which is equal to $R'T$, to internal energy $(C'_P - R')T$ in differential form, and since in basic equations, only the differential of \hat{e}_t exists, assuming their variation within the field negligible, one can take their values at local temperature.

7. Increase of $\Delta\hat{e}_t$ due to chemical reaction. Equations for calculation of $\Delta\hat{e}_t$ are given below. $\Delta\hat{e}_t$ should be calculated for 1/3 time step. The equation is basically the energy equation of TKGDROP without convection and conduction terms, because, these are taken into consideration by the subroutine STEP.

After TKGCOMB calculates these, the next partial step of STEP can be called which will calculate new density, velocity, energy fields and γ' .

After the third partial step of STEP which is LHS3DZ, also, the right hand sides will be updated. This takes place, including calculation of new values of P and a^2 in accordance with existing subroutines of LANS3D.

H.3 Droplet Surface Temperature is Changing

Since the inside liquid temperature is constant, its heat capacity has, like in the previous case, no effect. Above method can be applied exactly as it is, except that because of the variation of surface temperature, rate of vaporization should be calculated in an improved way.

Calculation of vaporization rate based on the assumption 5.2, is described by the following equations:

$$\lambda \frac{dT}{dr} = \rho_s v_s (\Delta h_v + C_p' (T_s - T_i)) \quad (H.4)$$

$$\frac{C_p (T_\infty - T_s)}{\Delta h_v + C_p' (T_s - T_i)} = \frac{Y_{F_s} - Y_{F_i}}{Y_{F_i} - 1} = \delta \quad (H.5)$$

In these equations, C_p belongs to vapor and C_p' belongs to the liquid. After some manipulation, the following equation is obtained and it will be used in determining Y_{F_i} .

$$T_s = \frac{\frac{C_P}{C_P'} T_\infty + \left(T_i - \frac{\Delta h_v}{C_P} \right) \delta}{\frac{C_P}{C_P'} + \delta} \quad (H.6)$$

Inserting it into the Clausius-Clapeyron equation which can be written as below,

$$\ln \left(\frac{P_{\text{chamb.}}}{P_{F_{\text{ref}}}} \frac{Y_{F_i} / \bar{M}_F}{Y_{F_i} / \bar{M}_F + (1 - Y_{F_i}) / \bar{M}_{\text{prod}}} \right) = \frac{\Delta h_v}{R} \left(\frac{1}{T_{\text{ref}}} - \frac{1}{T_s} \right) \quad (H.7)$$

one obtains an equation for Y_{F_i} . \bar{M}_{Prod} is molar mass of the products considering neutrals also on reactants and products sides. To ease the solution, one chooses T_{ref} and P_{ref} so close to the estimated T_s and P_s that only the first two terms of the exponential series expansion will be taken:

$$\frac{P_{\text{chamb.}}}{P_{F_{\text{ref}}}} \frac{Y_{F_i} / \bar{M}_F}{Y_{F_i} / \bar{M}_F + (1 - Y_{F_i}) / \bar{M}_{\text{Prod}}} = 1 + \frac{\Delta h_v}{R} \left(\frac{1}{T_{\text{ref}}} - \frac{1}{T_s} \right) \quad (H.8)$$

After substituting T_s from (H.6) into (H.8) one can obtain a quadratic equation for Y_{F_i} . It will be solved for Y_{F_i} and next, T_s will be calculated from (H.6).

B (Spalding transfer number) is in the following form, Y_{F_i} and T_s will be substituted into this equation:

$$B_{F,T} = \frac{C_p(T_\infty - T_s) - Y_{F_i} \Delta h_{r,F}}{\Delta h_v + C_p'(T_s - T_i) + \Delta h_{r,F}(Y_{F_i} - 1)} \quad (\text{H.9})$$

With this value of B, local rate of vaporization / combustion, i.e. $\dot{\omega}_F$, will be calculated as explained in Chapter 5.

H.4 Coupling Calculations of Velocity Field and Reaction Field

Based on the improved method of calculation of Spalding transfer number B, explained above, the rate of destruction of the reacting species can be determined.

The essence of the following algorithm is to decouple the flow process computed by STEP and the chemical reaction (or vaporization) process explained above, for each time level $\Delta t / 3$. In other words, for $\Delta t / 3$, first the changes of the flow variables (ρ , \hat{e}_t , \bar{V}) are computed by STEP and then the reaction which takes place within the same time interval will be computed by the improved TKGDROP, immediately, before calculations for the next $\Delta t / 3$ is performed by STEP.

Although, in the other parts of the thesis \hat{e}_t was used for total energy including thermal, chemical and kinetic energies, in this section, it is a necessity to restrict \hat{e}_t to the sum of only the thermal and kinetic energies, to avoid misimplementation of the subroutine STEP during its coupling with TKGDROP, where chemical energy conversion to thermal energy is computed. Hence, various energies and enthalpies will be introduced and shown by indices as in the following way:

Overall total (total) = Chemical (f) + Thermal (th) + Kinetic

Total in sense of LANS3D (t) = Thermal (th) + Kinetic

$$\hat{e}_{total} = e_f + e_{th} + \frac{V^2}{2} = h_{total} - \frac{P}{\rho} \quad (H.10)$$

$$h_{total} = h_f + h_{th} + \frac{V^2}{2} = h_f + h_t \quad (H.11)$$

$$e_{th} + \frac{V^2}{2} = e_t \quad (H.12)$$

$$\hat{e}_{total} = e_f + e_t = h_f - \frac{P}{\rho} + e_t \quad (H.13)$$

During chemical reaction, conservation of energy will lead to:

$$\Delta \hat{e}_{total} = 0 \quad (H.14)$$

because the energy convection etc. are included not in this calculation but they are included in STEP. From (H.13) and (H.14);

$$\Delta \left(h_f - \frac{P}{\rho} \right) + \Delta \hat{e}_t = 0 \quad (H.15)$$

Here, e_f has been replaced by $h_f - \frac{P}{\rho}$, because:

$$\Delta h_f|_0 = \Delta e_f|_0 \quad (H.16)$$

and

$$\Delta h_{f_T} = \Delta h_{f_0} + \int_{0_{\text{react.}}}^T C_P dT - \int_{0_{\text{prod}}}^T C_P dT \quad (\text{H.17})$$

$$\Delta e_{f_T} = \Delta e_{f_0} + \int_{0_{\text{react.}}}^T C_V dT - \int_{0_{\text{prod}}}^T C_V dT \quad (\text{H.18})$$

$$\Delta h_{f_T} - \Delta e_{f_T} = \int_{0_{\text{react.}}}^T (C_P - C_V) dT - \int_{0_{\text{prod}}}^T (C_P - C_V) dT \quad (\text{H.19})$$

$$= \int_{0_{\text{react}}}^T R dT - \int_{0_{\text{prod}}}^T R dT \quad (\text{H.20})$$

$$= T \Delta R = \Delta \left(\frac{P}{\rho} \right) \quad (\text{H.21})$$

The calculation of $\Delta \hat{e}_t$ due to chemical reaction is the aim of TKGDROP coupled with STEP:

$$\Delta \hat{e}_t = - \left[\Delta h_f - \Delta \left(\frac{P}{\rho} \right) \right] \quad (\text{H.22})$$

Here Δh_f should be calculated at local temperature T . Since during the chemical reaction the thermal state will not change, $\Delta T = 0$ and,

$$\Delta \left(\frac{P}{\rho} \right) = \Delta R T = T \Delta R \quad (\text{H.23})$$

For Δh_f at temperature T (Δh_{f_T}) one refers to H-T diagram and concludes that:

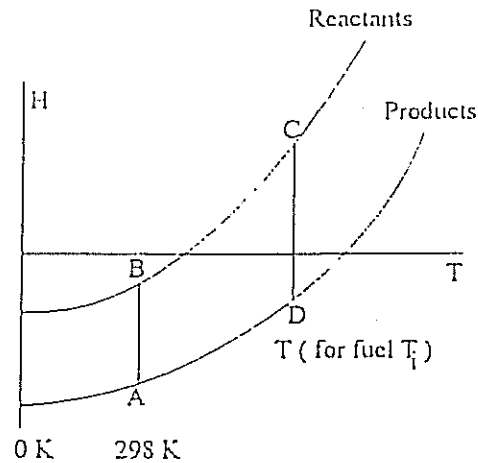


Figure H.1 H-T diagram

$$AD + DC = AB + BC$$

$$DC = AB + BC - AD$$

$$\Delta h_{f_T} = \Delta h_{f_{298K}} + h_{th_{react.}} - h_{th_{prod.}} \quad (H.24)$$

$$\Delta h_{f_{298K}} = h_{f_{react 298K}} - h_{f_{prod 298K}} \quad (H.25)$$

$$h_{th_{react.}} = \sum_{react} Y_j C_{P_j_{298-T}} (T - 298.15) + Y_F C_{P_{F_{298-T_i}}} (T_i - 298.15) \quad (H.26)$$

$$h_{th_{prod.}} = \sum_{prod} Y_j C_{P_j_{298-T}} (T - 298.15) + (Y_F - \Delta Y_F) C_{P_{F_{298-T_i}}} (T_i - 298.15) \quad (H.27)$$

Here, $C_{P_j_{T_1-T_2}}$ is introduced, which is the mean value between temperature T_1 and

T_2 :

$$C_{P_{T_1-T_2}}^m = \frac{\int_{T_1}^{T_2} C_P dT}{T_2 - T_1} \quad (H.28)$$

In equations (H.26) and (H.27) fuel is at constant temperature T_i , because of assumption 5.2. The heat required to bring the vaporizing fuel only to T_s is taken out of the released heat immediately.

H.5 Algorithm for Calculations Based on Assumption 5.3

According to the assumption, internal heat conduction of liquid fuel is very high, such that;

$$T_i = T_s \quad (H.29)$$

Then with regard to calculation of rate of reaction (vaporization), all the calculations done for the assumption made in 5.2, are repeated here except that, Δh_v is replaced by $\Delta h'_v$:

$$\Delta h'_v = \Delta h_v + \frac{4/3\pi r^3 \rho}{4\pi r^2 G} C_{P_{fuel}} u_i \frac{\Delta T_s}{\Delta x_i} \quad (H.30)$$

where, G is the rate of vaporization per unit area, to be calculated using B. This approach should be applied after the field is calculated according to the Section H.4 and variation of T_s is found. Furthermore, during $\Delta t / 3$, in addition to the change given in (H.22), \hat{e}_t changes because of heat transfer to the liquid droplet, which increases its temperature to T_s . Hence, the corrected change of \hat{e}_t is as follows:

$$\Delta \hat{e}_{t_{corrected}} = -(\Delta h_{f_T} - T\Delta R') - Y_{FP_{mix}} C_{P_{fuel}} u_i \frac{\partial T_s}{\partial x_i} \quad (H.31)$$

REFERANSLAR

1. Kua K. K., "Principles of Combustion", John Wiley and Sons, 1986.
2. Hirsch c., "Numerical Computation of Internal and External Flows", John Wiley and Sons, 1990.
3. Pulliam T. H., "Euler and Thin Layer Navier-Stokes Codes: ARC2D, ARC3D", Proc. Computational Fluid Dynamics Users Workshop. The University of Tennessee Space Institute, Tullahoma, Tennessee.
4. Fujii K., and Obayashi, S., "Practical Applications of New LU-ADI Scheme for the Three Dimensional Navier Stokes Computation of Transonic Viscous Flows", AIAA Paper 86-0513, Jan. 1986.
5. Cebeci T., Smith A.M.O., "Analysis of Turbulent Boundary Layers", Academic Press, 1974.
6. Baldwin B., Lomax H., "Thin Layer Approximation and Algebraic Model for Separated Turbulent Flow", AIAA Paper 78-0257.
7. Johnson D. A., and King L. S., "A Mathematically Simple Turbulence Closure Model for Attached and Separated Flows", AIAA Journal 23, 1684, 1992.
8. Schetz J. A., "Injection and Mixing in Turbulent Flow", AIAA Progress in Astronautics and Aeronautics, 1980.
9. Oh T. S., and Schetz J. A., "Finite Element Simulation of Complex Jets in a Crossflow for V/STOL Applications", Journal of Aircraft, Vol. 27, No. 5, May 1990.
10. Bradshaw P., "Turbulence", Topics in Applied Physics, vol. 12, Springer Verlag, New York, 1976.
11. Jones and Launder, "Prediction of Laminarisation with a Two Equation Turbulence Model", Int. Journal of Heat and Mass Transfer, vol. 15 p. 301, 1972.
12. "CFD Techniques for Propulsion Applications", AGARD CP 510, 1992.
13. Kavsaoglu M.Ş., Akmandor İ. S., Çıray S., Fujii K., "Navier Stokes Simulation of Two and Three Dimensional Jets in Crossflow", AIAA 91-1743, AIAA 22nd Fluid Dynamics, Plasma Dynamics, and Lasers Conference, June 24-26, 1991, Honolulu, Hawaii.
14. Tarhan E., Aydın A., Kavsaoglu M., Göğüş Y.A., "Numerical Solution of Three-Dimensional Droplet Combustion in a Laminar, Incompressible Medium", 10. Ulusal Isı Bilim ve Tekniği Kongresi, TIBTD, 1995.
15. Tarhan E., "An Approach to Numerical Simulation of Three-Dimensional Flow with Spray Combustion", Y.Lisans Tezi Havacılık Mühendisliği Bölümü, ODTÜ, 1996.

BİBLİYOGRAFİK BİLGİ FORMU

1- Proje No: MISAG-51

2- Rapor Tarihi: 16.8.1996

3- Projenin Başlangıç ve Bitiş Tarihleri: 15/8/1993 - 1/7/1995

4- Projenin Adı: DAMLACIKLI TURBÜLANT KAPALI HACİMDE YANMANIN NUMERİK YÖNTEMLERLE İNCELENMESİ

5- Proje Yürütücüsü ve Yardımcı Araştırmacılar: YALÇIN A. GÖĞÜŞ; MEHMET Ş. KAVSAOĞLU; AHMET AYDIN; ERHAN TARHAN; MICHEL CHAMPION

6- Projenin Yürütüldüğü Kuruluş ve Adresi: HAVACILIK MÜHENDİSLİĞİ BÖLÜMÜ
ODTÜ 06531 ANKARA7- Destekleyen Kuruluş(ların) Adı ve Adresi: ODTÜ 06531 ANKARA
TÜBİTAK Atatürk Bulvarı No:221 06100 ANKARA
CNRS 15 QUAI ANATOLE FRANCE 75700 PARIS

8- Öz (Abstract):

Bu araştırmada sıkışabilir viskoz akım için geliştirilmiş bir bilgisayar programının (LANS3D) yanmalı akışın sayısal benzetimi için kullanılması üzerinde çalışılmıştır. LANS3D üç hız bileşenine ilaveten yoğunluk ve enerjiyi bilinmeyen olarak kabul etmektedir. Beş denklem ise süreklilik denklemi, üç momentum denklemi ve enerji denklemidir.

Projede üç çalışma yapılmıştır: Hız alanından ayrılmış olarak püskürtülü (spray) yanma durumunda akış alanı içinde sıcaklık ve konsantrasyonların belirlenebilmesi için gerekli alt programların hazırlanması; yanma olmaksızın LANS3D programını bir hipersonik akıma uygulayarak değişken özgül ısı bağıntılarının kullanılabilirliği'ni göstermek ve son olarak hız alanının ve yanma probleminin birleştirilmiş (coupled) çözümü için bir algoritma ortaya koymak. Proje konusu üzerinde araştırma devam etmektedir. Geliştirilen algoritma ve altprogramlar birleştirilerek yanmalı akımın sayısal benzetimine ulaşılmaya çalışılmaktadır.

Anahtar Kelimeler:

9- Proje ile ilgili Yayın/Tebliğlerle ilgili Bilgiler Uluslararası Katılımla 10. Ulusal Isı Kongresi Bildiriler Kitabı, S.483-492. E. Tarhan, A.Aydın, M.Ş. Kavsaoglu, Y. Gögüş
Numerical Simulation of Three Dimensional Droplet Combustion in a Laminar, Incompressible Medium.10- Bilim Dalı: Yakıtlar ve yanma
Doçentlik B. Dalı Kodu: 625.04.04
Uzmanlık Alanı Kodu:

ISIC Kodu: 625

11- Dağıtım (*): Sınırlı Sınırsız

12- Raporun Gizlilik Durumu :

 Gizli Gizli Değil

(*) Projenizin Sonuç Raporunun ulaştırılmasını istediğiniz kurum ve kuruluşları ayrıca belirtiniz