



PROJETO DE GRADUAÇÃO

Simulação Numérica do Buffet Transônico Laminar em Aerofólios Supercríticos

Por,
Marcelo de Aguiar Duarte Filho

Brasília, 4 de Dezembro de 2013

UNIVERSIDADE DE BRASÍLIA

FACULDADE DE TECNOLOGIA
DEPARTAMENTO DE ENGENHARIA MECÂNICA

UNIVERSIDADE DE BRASÍLIA
Faculdade de Tecnologia
Departamento de Engenharia Mecânica

PROJETO DE GRADUAÇÃO

Simulação Numérica do Buffet Transônico Laminar em Aerofólios Supercríticos

POR,

Marcelo de Aguiar Duarte Filho

Relatório submetido como requisito parcial para obtenção
do grau de Engenheiro Mecânico.

Banca Examinadora

Prof. Roberto F. Bobenrieth, UnB/ ENM (Orientador)

Prof. José Luiz Alves F. Rodrigues, UnB/ ENM

Prof. Gustavo Coelho Abade, UnB/ ENM

Brasília, 04 de Dezembro de 2013

RESUMO

O objetivo deste trabalho é simular numericamente o fenômeno de *buffet* transônico laminar. Fez-se uma revisão bibliográfica qualitativa do fenômeno, especialmente interessada no mecanismo físico do qual o fenômeno se origina. O conceito de escoamento laminar natural é discutido. As equações de Euler compressíveis e as de Navier Stokes são numericamente resolvidas usando uma discretização de volumes finitos. Uma nova implementação ao código numérico VAT também é descrita. São utilizados os aerofólios supercríticos OAT15A e BACNLF. Nas simulações de Euler, conclui-se que os efeitos viscosos desempenham papel significativo na movimentação da onda de choque e na separação do escoamento. Utilizando as equações de Navier Stokes, a principal conclusão é de que o ruído auto-induzido é o mecanismo físico principal responsável pelo *buffet* transônico laminar.

Palavras chave: *Buffet transônico, aerofólio supercrítico, escoamento laminar natural*

ABSTRACT

The objective of this work is to numerically simulate the phenomenon of laminar transonic buffet. There is a qualitative literature review of the phenomenon, particularly interested in the physical mechanism which originates the phenomenon. The concept of natural laminar flow is discussed. The compressible Euler and Navier Stokes equations are solved numerically using a finite volume discretization. A new implementation in VAT numerical code is also described. Supercritical airfoils OAT15A and BACNLF are used. In Euler simulations, it is concluded that viscous effects play a significant role in the movement of the shock wave and flow separation. Using the Navier Stokes equations, the main conclusion is that self-induced noise is the main physical mechanism responsible for the laminar transonic *buffet*.

Keywords: *Transonic buffet, supercritical airfoil, natural laminar flow*

SUMÁRIO

1 INTRODUÇÃO	1
1.1 OBJETIVO.....	1
1.2 <i>BUFFET</i> TRANSÔNICO.....	1
1.2.1 Turbulento.....	2
1.2.2 Laminar.....	6
1.3 FENÔMENOS CORRELATOS	9
1.3.1 Ondas de Mach.....	9
1.3.2 Ruído Auto-Induzido.....	10
2 MODELO MATEMÁTICO.....	11
3 MÉTODO NUMÉRICO	14
4 IMPLEMENTAÇÃO DE EFEITOS VISCOSOS (MPI/CUDA FORTRAN)	19
4.1 SIMULAÇÕES NUMÉRICAS EM <i>GRAPHICS PROCESSING UNITS (GPUs)</i>	19
4.2 <i>COMPUTE UNIFIED DEVICE ARCHITECTURE (CUDA)</i>	19
4.3 <i>MESSAGE PASSING INTERFACE (MPI)</i>	20
4.4 O VAT EM CUDA FORTRAN.....	21
4.5 <i>NAVIER_STOKES_SOLVER</i>	21
5 RESULTADOS NUMÉRICOS	25
5.1 AEROFÓLIO OAT15A.....	25
5.1.1 Arranjo Experimental e Condições De Teste	26
5.1.2 Caso 1 – <i>euler_solver</i>	26
5.1.3 Caso 2 – <i>euler_solver</i>	30
5.1.4 Caso 3 – <i>euler_solver</i>	30
5.1.5 Caso 4 – <i>euler_solver</i>	32
5.1.6 Caso 5 – <i>navier_stokes_solver</i>	34
5.2 BACNLF	39
5.2.1 Caso 6 – <i>navier_stokes_solver</i>	40
6 CONCLUSÃO	49
REFERÊNCIAS BIBLIOGRAFICAS	50
ANEXO	51

LISTA DE FIGURAS

1.1	Modelo de oscilação auto-sustentada da onda de choque em um aerofólio	3
1.2	Fotos Schlieren do choque	4
1.3	Enflechamento do bordo de ataque: leve, moderado e alto	7
1.4	Local de transição como função do enflechamento do bordo de ataque.....	8
1.5	Esquema de formação das ondas e do cone de Mach.....	10
4.1	Hierarquia CUDA de linhas de execução, blocos e grades	20
5.1	Desenho do aerofólio OAT15A normalizado	25
5.2	Detalhe do bordo de fuga	25
5.3	Visualização com 20000 iterações.....	27
5.4	Visualização com 40000 iterações.....	28
5.5	Visualização com 160000 iterações	29
5.6	Visualização com 170000 iterações	30
5.7	Visualização com 10000 iterações.....	31
5.8	Visualização com 80000 iterações.....	32
5.9	Visualização com 60000 iterações.....	33
5.10	Visualização com 110000 iterações	33
5.11	Visualização com 25000 iterações.....	34
5.12	Visualização com 35000 iterações.....	35
5.13	Visualização com 65000 iterações.....	36
5.14	Visualização com 105000 iterações	37
5.15	Visualização com 130000 iterações	38
5.16	Visualização com 165000 iterações	39
5.17	Pontos disponíveis da geometria do BACNLF	39
5.18	Comparativo OAT15A (azul) e BACNLF (preto).....	40
5.20	Visualização com 20000 iterações.....	41
5.21	Visualização com 30000 iterações.....	42
5.22	Visualização com 40000 iterações.....	43
5.23	Visualização com 50000 iterações.....	44
5.24	Visualização com 60000 iterações.....	45
5.25	Visualização com 70000 iterações.....	46
5.26	Visualização com 80000 iterações.....	47
5.27	Visualização com 90000 iterações.....	48

LISTA DE SÍMBOLOS

Símbolos Latinos

a	Velocidade do som	[m/s]
c	Comprimento da corda	[m]
c_v	Calor específico a volume constante	[J/kg.K]
c_v	Calor específico a volume constante	[J/kg.K]
E	Vetor de fluxo	
F	Vetor de fluxo	
G	Vetor de fluxo	
f	Pseudo-força por unidade de volume	[N/m ³]
i	Vetor unitário na direção x	
j	Vetor unitário na direção y	
k	Vetor unitário na direção z	
L	Comprimento característico	[m]
n	Vetor unitário normal à superfície	
p	Pressão termodinâmica	[N/m ²]
q	Densidade do fluxo de calor	[J/m]
R	Vetor da pseudo-força	
\bar{R}	Média volumétrica do vetor R	
R	Constante dos gases	[J/mol.K]
S	Superfície de controle	[m ²]
T	Temperatura	[K]
t	Coordenada temporal	[s]
U	Módulo do vetor velocidade	[m/s]
\bar{U}	Média volumétrica do vetor U	
u	Componente do vetor velocidade na direção x	[m/s]
V	Volume de controle	[m ³]
v	Componente do vetor velocidade na direção y	[m/s]
w	Componente do vetor velocidade na direção z	[m/s]
x	Primeira coordenada espacial	[m]
y	Segunda coordenada espacial	[m]
z	Terceira coordenada espacial	[m]

Símbolos Gregos

α	Ângulo de incidência	
β	Variável de visualização aeroacústica	[K]
γ	Razão dos calores específicos	
δ	Função delta de Kronecker	
Δ	Intervalo	
∇	Operador Nabla	
μ	Viscosidade dinâmica	[m ² /s]
Π	Tensor de fluxo	
ρ	Massa específica	[kg /m ³]
τ	Tensor das tensões viscosas	[N/m ²]

Grupos Adimensionais

M	Número de Mach
Re	Número de Reynolds

Subscritos

c	comprimento característico
i	direção i
j	direção j
ref	propiedades do escoamento não perturbado
st	condições de estagnação
T	total
k	cinética

Sobrescritos

*	Variáveis dimensionais
---	------------------------

Siglas

BACNLF	<i>Boeing Aircraft Natural Laminar Flow</i>
CFL	Número de Courant Friedrichs Lewy
CUDA	<i>Compute Unified Device Architecture</i>
DES	<i>Detached Eddy Simulations</i>
FORTTRAN	<i>IBM Mathematical FORMula TRANslation System</i>
GPU	<i>Graphics Processing Unit</i>
MPI	<i>Message Passing Interface</i>
NASA	<i>National Aeronautics and Space Administration</i>
NFL	<i>Natural Laminar Flow</i>
RANS	<i>Reynolds Averaged Navier Stokes</i>
SPL	Nível de pressão sonora
UFRGS	Universidade Federal do Rio Grande do Sul
URANS	<i>Unsteady Reynolds Averaged Navier Stokes</i>
VAT	<i>Virtual Aeroacoustic Tunnel</i>
VORTEX	Grupo de Mecânica dos Fluidos de Escoamentos Complexos

1 INTRODUÇÃO

1.1 OBJETIVO

O principal objetivo deste trabalho foi entender o mecanismo físico e simular numericamente o fenômeno de *buffet* transônico, utilizando o código *Virtual Aeroacoustic Tunnel* (VAT) desenvolvido pelo Laboratório de Aeroacústica Computacional do Grupo de Pesquisa VORTEX. As simulações utilizaram o aerfólio OAT15A, desenvolvido pela Onera, o laboratório de pesquisa aeronáutica, espacial e de defesa francês. Este foi escolhido por ter resultados experimentais atualizados (Jacquin et al., 2005) e resultados numéricos mais consistentes (Huang et al., 2011) em comparação com outros modelos. Outro modelo utilizado foi o BACNLF da Boeing (1979), que foi desenvolvido em estudo encomendado pela NASA (National Aeronautics and Space Administration) sobre escoamento laminar natural. Os resultados obtidos foram comparados com os resultados disponíveis na literatura e analisados com relação as condições e hipóteses estabelecidas em cada trabalho.

No escopo do Projeto de Graduação 1, quatro simulações preliminares foram realizadas, utilizando as equações de Euler, sem quaisquer efeitos viscosos. Primeiramente, a simulação foi feita de acordo com as condições experimentais de início de *buffet* relatadas por Jacquin et al. (2005). Esta simulação utilizou uma resolução de mil volumes de controle sobre a corda do aerofólio. No segundo caso, a resolução sobre a corda foi dobrada, a fim de melhor visualizar as interações que ocorrem principalmente no bordo de fuga. No terceiro caso, o ângulo de incidência foi dobrado para que seja analisada a sua influência no escoamento. Finalmente, o quarto caso privilegiou a simulação da esteira de vorticidade e sua influência na onda de choque.

No Projeto de Graduação 2, foi feita a implementação dos efeitos viscosos na versão MPI/CUDA do VAT por meio da adição da sub-rotina *navier_stokes_solver*. Considerando as tensões viscosas e uma camada limite laminar, os casos cinco e seis foram simulados. O caso cinco utiliza o aerofólio OAT15A com zero graus de ângulo de ataque. O sexto e último caso utiliza o aerofólio BACNLF também com ângulo de ataque nulo.

1.2 BUFFET TRANSÔNICO

A partir dos resultados obtidos nas simulações deste trabalho, tornou-se clara uma distinção significativa entre o *buffet* transônico turbulento e sua versão laminar. Há uma quantidade razoável de artigos publicados sobre a versão turbulenta, presente na esmagadora maioria das aplicações comerciais. Porém, informações sobre o *buffet* transônico laminar são muito raras e estão relacionadas ao estudo de escoamentos laminares naturais.

1.2.1 Turbulento

Para reduzir o arrasto devido a ondas de choque, quase todos os modernos aviões civis adotam asas com aerofólios supercríticos. Em velocidades subsônicas, a aceleração do escoamento ao longo da superfície superior desses aerofólios resulta em uma região de escoamento supersônico, que gera uma onda de choque. Esse regime é denominado transônico.

Em um escoamento com número de Mach transônico, interações entre onda de choque, camada limite turbulenta e escoamento separado podem induzir oscilações auto-sustentadas de grande escala. Esse fenômeno, denominado *buffet* transônico, que pode ocorrer em asas de aeronaves ou em lâminas de turbomáquinas, entre outros, é caracterizado pela movimentação da onda de choque. Essas ondas interagem com a camada limite levando à separação do escoamento. Experimentos realizados por Jacquin et al. (2005) mostram que o *buffet* transônico começa quando a separação da camada limite ocorre na base do choque e se estende até o bordo de fuga. Então, sob condições particulares do número Mach e do ângulo de incidência, um movimento periódico do choque de grande amplitude pode ser iniciado, levando a enormes oscilações que envolvem todo o campo do escoamento. As frequências e amplitudes dessas flutuações dependem dos parâmetros do aerofólio e das condições de escoamento.

Grandes flutuações locais são, na maioria das vezes, indesejáveis e Bruce et al. (2009) as observaram em propriedades tais como pressão, tensão cisalhante e a taxa de transferência de calor. Este comportamento instável do escoamento pode gerar ruídos aeroacústicos e também provocar vibrações da estrutura, o chamado *buffeting*. Essa é a razão pela qual a determinação de quando se inicia o *buffet* é um problema de grande importância. Segundo Crouch et al. (2009), embora o problema do *buffet* seja conhecido por aproximadamente 60 anos, o princípio físico que rege o início do *buffet* ainda não é totalmente compreendido. Jacquin et al. (2005) citam que o adiamento do início do *buffet* é fundamental para o processo de criação do perfil de uma asa e é o objetivo da maioria das técnicas de controle de escoamento, tais como geradores de vórtices nas asas ou *slots* de sucção em entradas de ar. Lee (2001) cita que a relação entre o divergente de pressão no bordo de fuga e o aparecimento do *buffet* foi amplamente utilizada para determinar o limite de *buffet*. Atualmente, este limite, chamado envelope de *buffet*, é majoritariamente definido como uma relação entre o número de Mach do escoamento e o ângulo de ataque do aerofólio. A frequência do *buffet* aumenta quanto maior for o número de Mach.

Brunet et al. (2005) relatam que experimentos em túneis de vento encontram dificuldades ao tentar simular tal fenômeno devido ao comportamento dinâmico das estruturas dos modelos e da alta influência do número de Reynolds. Logo, os métodos numéricos são abordagens promissoras para prever o início do *buffet* e estudar as suas características não permanentes. Segundo Brunet et al. (2005), a utilização de malhas grosseiras nas regiões de interação é um problema, pois não conseguem

captar os complexos gradientes envolvidos. Nas simulações deste trabalho, o código VAT (*Virtual Aerocoustic Tunnel*) será utilizado, além de uma malha regular de alta definição.

O aerofólio Onera OAT15A foi analisado por Garnier et al. (2006) utilizando *Unsteady Reynolds Averaged Navier Stokes* (URANS) e *Detached Eddy Simulations* (DES). Os resultados estão em razoável acordo com os experimentos em condições pós-críticas. No entanto, o URANS necessitou de um ângulo de ataque maior (em comparação com os experimentos), a fim de alcançar condições de *buffet* transônico. Além disso, os resultados se mostram muito sensíveis aos modelos de turbulência adotados.

Devido ao significativo papel de fortes efeitos não lineares e dos efeitos viscosos contidos na oscilação da onda de choque e na separação da camada limite, Huang et al. (2011) afirmam que simulações numéricas das equações de Euler, sem quaisquer efeitos viscosos, são impróprias para problemas de *buffet*. O presente trabalho teve como um dos seus objetivos verificar se tal afirmação é consistente.

Lee (2001) mostrou que as perturbações induzidas por um choque sobre a superfície do perfil aerodinâmico têm frequências inferiores a outras perturbações, com taxas de amplificação muito maiores, que podem influenciar a esteira de vorticidade. Isso sugere que, a uma distância suficientemente grande a jusante a partir do bordo de fuga, os distúrbios induzidos pelo choque terão pouca influência sobre o desenvolvimento da esteira.

Por outro lado, segundo Bruce et al. (2009), distúrbios gerados a jusante da interação desempenham um papel crítico na geração e manutenção do movimento de larga escala do choque. Em aerofólios transônicos, distúrbios de pressão gerados em suas esteiras de vorticidade parecem desempenhar um papel fundamental no fenômeno de *buffet*. Ondas sonoras geradas no bordo de fuga do aerofólio que viajam a montante foram identificadas por Hartmann et al. (2010) como sendo o mecanismo principal de *buffet*. Entretanto, as perturbações que se originam a montante das interações transônicas parecem produzir instabilidades na onda choque em escala um pouco menor.

Para Lee (2001), a ligação entre o choque e a esteira forma um elo crucial responsável pela oscilação auto-sustentada observado em aerofólios durante o *buffet* transônico. Ao analisar o espectro de banda larga gerado na superfície do aerofólio, Roos (1980) e Lee (1989) verificaram que, para um escoamento colado, a propagação de distúrbios a montante é possível na camada limite da superfície superior do perfil aerodinâmico. Para um escoamento totalmente separado, eles detectaram apenas ondas de pressão que viajavam a jusante do choque, em direção ao bordo de fuga. Assim, durante o *buffet* transônico, mudanças na esteira não se comunicam, através da camada limite, com o choque a montante. Logo, o caminho mais provável para que essa comunicação ocorra é a região fora do escoamento separado.

As experiências realizadas por Lee (1989) sobre o aerofólio BGK No. 1 mostraram que a velocidade de propagação de perturbações ao longo da camada limite é também uma função do número Mach e do ângulo de incidência. Utilizando valores experimentais da frequência de oscilação do choque comparados a velocidade de convecção de banda larga, Roos (1980) percebeu indicativos de que os distúrbios provenientes do choque em direção ao bordo de fuga se propagam próximos à superfície do perfil aerodinâmico.

Lee (1990) propôs um possível mecanismo para a oscilação auto-sustentada do choque durante o *buffet* transônico em um regime totalmente separado. Na Figura 1-1, a onda de choque é mostrada oscilando na superfície do aerofólio sobre uma posição média. Devido ao movimento do choque, ondas de pressão são formadas e se propagam a jusante na região de escoamento separado. Ao atingir o bordo de fuga, as perturbações geram ondas que se movimentam a montante, ou a partir das flutuações da esteira ou a partir do bordo de fuga da camada limite. Estas ondas irão interagir com a onda de choque e transmitir energia para manter a sua oscilação. O ciclo de retroalimentação é, então, completo e o período medido da oscilação da onda de choque deve coincidir com o tempo que leva uma perturbação para propagar-se do choque ao bordo de fuga, mais a duração de uma onda em movimento a montante para chegar ao choque a partir do bordo de fuga através da região fora do escoamento separado.

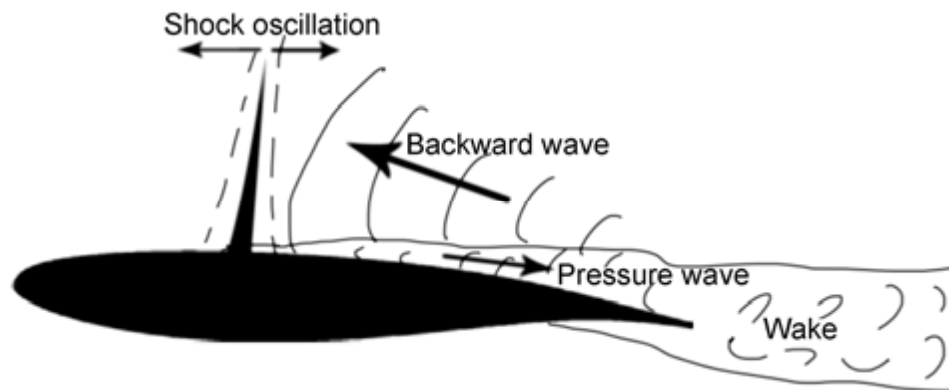


Figura 1-1: Modelo de oscilação auto-sustentada da onda de choque em um aerofólio

Huang et al. (2011)

Para um perfil OAT15A, um dos que foi utilizado neste trabalho, Jacquin et al. (2005) registram que quando o choque se move a jusante, a camada limite está colada. A separação na base do choque ocorre quando o choque é interrompido em sua posição mais a jusante. Quando o choque se move a montante, a região de separação aumenta até que alcance o bordo de fuga, o que ocorre quando o choque atinge sua posição mais a montante. Nesse instante, a separação na base do choque desaparece e o ciclo recomeça. Este comportamento também foi detectado por Lee (2001) em outros perfis

supercríticos, porém contradiz sua suposição inicial de que, durante o *buffet*, há um regime totalmente separado, no qual as ondas de pressão não se movimentam a montante através da camada limite.

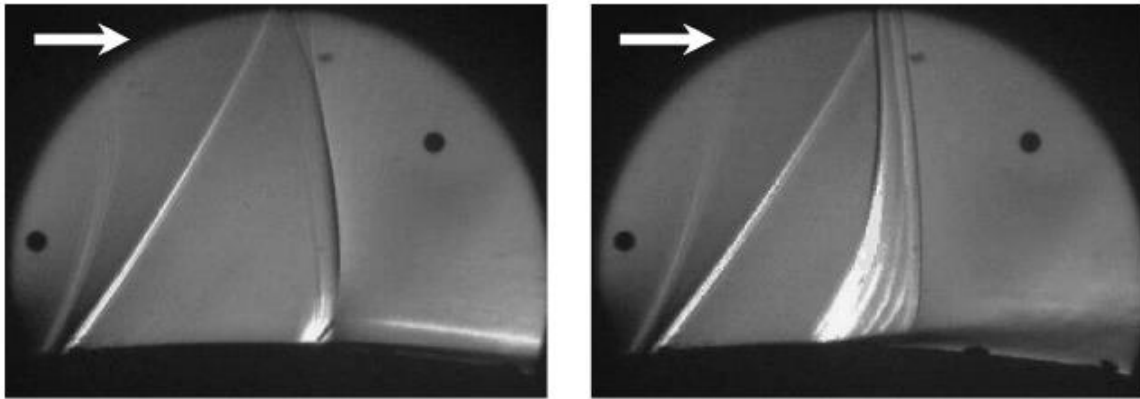


Figura 1-2: Fotos Schlieren do choque em sua posição mais a montante (esquerda) e sua posição mais a jusante (direita). Jacquin et al. (2005).

Outra forma de descrever o fenômeno é dada por Hartmann et al. (2010). Segundo este trabalho, o deslocamento da onda de choque a montante está associado com perturbações geradas no bordo de fuga que se propagam a montante, assim como em alguns dos trabalhos anteriormente citados. Este mecanismo se mantém até que o nível de pressão sonora (SPL), na localização da onda de choque, se torna muito fraco para aumentar a separação. Assim, a onda de choque se desloca para a sua localização de origem, marcando o começo de um novo ciclo. O estudo ainda ressalta que a pulsação da separação pode ser determinada como uma reação ao movimento de choque e não vice-versa.

Em relação à aeroacústica do problema, durante os últimos anos, aumentou a necessidade de simulações de alta fidelidade em geometrias complexas para as previsões aeroacústicas. Para Gicquel et al. (2011), a fim de caracterizar o campo acústico, é preciso capturar variações muito pequenas do campo de pressão (da ordem de poucos Pascal). Códigos numéricos clássicos utilizados na indústria são baseados em uma abordagem de Volumes Finitos com discretizações de segunda ordem em espaço e tempo. Para eles, esta modelagem numérica é inadequada para a predição acústica. O código VAT utiliza discretizações de quarta ordem, no intuito de capturar as pequenas variações do campo de pressão.

A separação da camada limite de forma não permanente e a formação de vórtices na região do bordo de fuga, ambos causados pelas interações onda de choque/camada limite turbulenta, são importantes causas de ruído de banda larga. Por meio de análises lineares, Chen et al. (2009) verificaram que as flutuações de turbulência são amplificadas através da onda de choque, e que um significativo ruído acústico é também gerado a partir da interação de vórtices turbulentos com a onda de choque.

1.2.2 Laminar

Em projetos de alto desempenho, tais como planadores e aviões comerciais, é muito importante controlar o comportamento da camada limite para minimizar o arrasto. Dois efeitos têm de ser considerados. Em primeiro lugar, a camada limite aumenta a espessura efetiva do corpo, aumentando assim o arrasto de pressão. Além disso, as tensões cisalhantes na superfície da asa criam arrasto de fricção.

Pelo número de Reynolds elevado, típico de aviões de grande porte, é desejável ter uma camada limite laminar. Isso resulta em um atrito menor, devido ao perfil de velocidade característico do escoamento laminar. No entanto, a camada limite inevitavelmente aumenta sua espessura e torna-se menos estável enquanto o escoamento se desenvolve ao longo do corpo, e, finalmente, torna-se turbulenta. Este processo é denominado transição da camada limite. Uma forma de lidar com este problema é succionar a camada limite através de uma superfície porosa. Isso pode reduzir o arrasto, mas geralmente é impraticável devido à sua complexidade mecânica e à energia necessária. Técnicas de escoamento laminar natural empurram a transição da camada limite para posições mais a jusante ao remodelar o aerofólio ou fuselagem de modo que seu ponto mais espesso seja mais recuado e menos espesso. Isto reduz as velocidades a montante e o mesmo número de Reynolds é atingido após um comprimento maior.

Em números de Reynolds inferiores, tais como os observados em aeromodelos, é relativamente fácil manter o escoamento laminar. No entanto, o mesmo perfil de velocidade que proporciona à camada limite laminar seu baixo atrito de fricção, também faz com que seja muito afetada por gradientes de pressão adversos. À medida que a pressão começa a se recuperar sobre a parte traseira da corda da asa, uma camada limite laminar tenderá a separar-se da superfície. Tal separação gera um grande aumento no arrasto devido à pressão, uma vez que aumenta o tamanho efetivo da seção transversal da asa. Nestes casos, pode ser vantajoso disparar deliberadamente a turbulência na camada limite em um ponto anterior ao local de separação laminar. O perfil de velocidade mais amplo da camada limite turbulenta permite manter o gradiente de pressão adverso sem que haja separação. Assim, embora o atrito de fricção seja maior, o arrasto global é reduzido.

Há aproximadamente setenta anos, aerofólios de escoamento laminar natural são desenvolvidos. Um detalhado estudo foi feito pela Boeing (1979) encomendado pela NASA. Um aerofólio de escoamento laminar, anteriormente desenvolvido pela Boeing, foi escolhido como referência. Efeitos da razão de espessura, do número de Mach e do coeficiente de sustentação foram analisados, seguidos por modificações para aumentar sua espessura e para aumentar a extensão da região de gradiente de pressão favorável, enquanto o arrasto de onda era minimizado.

A estabilidade da camada limite foi avaliada, pelo coeficiente de sustentação da seção e o número de Mach, para vários valores de Reynolds. Na versão final do aerofólio desenvolvido, a transição ocorreu a 35% da corda no extradorso, apesar de um gradiente de pressão favorável que se mantinha até 60% da corda. A transição do intradorso foi atrasada para 50% da corda. Os resultados indicavam que, através da utilização de cálculos avançados na análise da camada limite e sua estabilidade, um aerofólio que proporcionaria um elevado grau de escoamento laminar natural podia ser concebido.

Transição precoce pode ser causada não só por irregularidades da superfície e gradientes de pressão adverso, mas também pela instabilidade da camada limite causada pelo escoamento transversal cruzado (*crossflow*). Uma análise do enflechamento da asa e de estabilidade da camada limite, com base em uma distribuição de pressão representativa, revelou, ainda no estudo da Boeing (1979), que a instabilidade devido ao *crossflow* poderia causar transição em aerofólios de escoamento laminar natural em ângulos muito baixos de enflechamento, dependendo do gradiente de pressão do aerofólio.

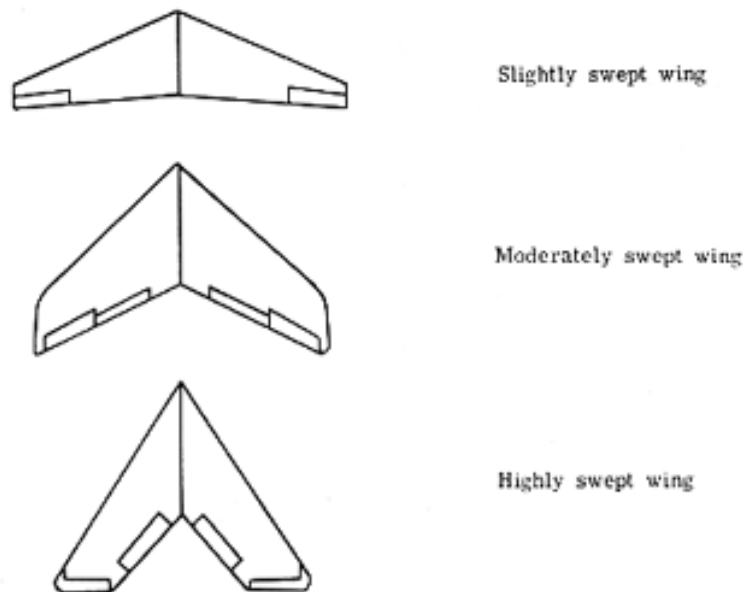


Figura 1-3: Enflechamento do bordo de ataque: leve, moderado e alto.
(<http://quest.nasa.gov/aero/planetary/atmospheric/aerodynamiclift.html>)

Como mostra a Fig 1-4, para ângulos de enflechamento inferiores a 0.122 rad (7°), a transição ocorre a cerca de 49% da corda e é devida às instabilidades na direção do escoamento. Para ângulos de enflechamento maiores que $0,122 \text{ rad}$ (7°), distúrbios de escoamento cruzado determinam o local da transição.

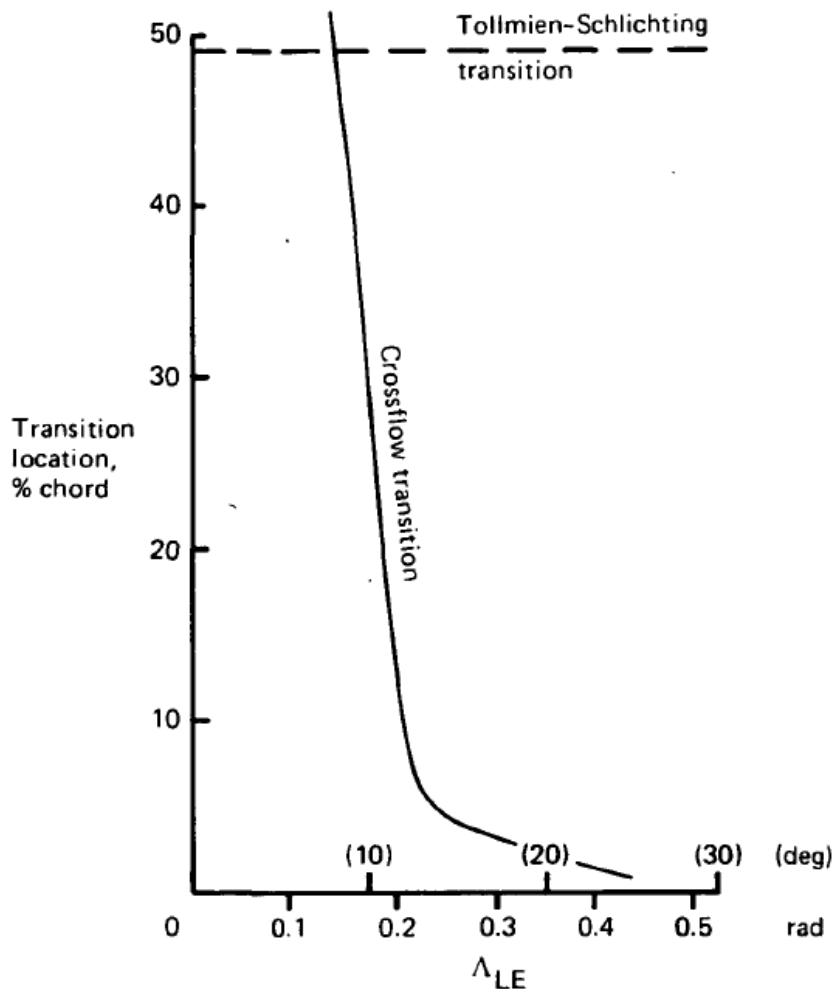


Figura 1-4: Local de transição como função do enflechamento do bordo de ataque.

Boeing (1979)

O enflechamento tem o efeito de retardar o surgimento do arrasto causado pela compressibilidade do fluido, melhorando o desempenho da aeronave. O enflechamento positivo aumenta a estabilidade do modelo e diminui um pouco o seu arrasto. *Crossflow* é causado pela combinação de enflechamento e um gradiente de pressão. Como resultado, uma mais extensa faixa de gradiente de pressão favorável sobre uma asa com enflechamento resultará no desenvolvimento de grandes velocidades de escoamento cruzado na camada limite.

A velocidade de escoamento cruzado tende a aumentar à medida que o enflechamento da asa aumenta. O *crossflow* na camada limite resulta no desenvolvimento de vórtices de escoamento cruzado que, quando amplificados, causam transição. Portanto, o enflechamento da asa de um avião NLF (*Natural laminar flow*) deve ser menor do que aquele no qual vórtices de escoamento cruzado causam a transição precoce.

Para obter um escoamento laminar mais prolongado, a relação de espessura da asa na parte próxima a fuselagem foi limitada a 11% da corda, em comparação com 15% para o avião turbulento

utilizado como referência. Escoamento laminar natural pode ser alcançado por uma asa que tem um perfil que produza gradientes de pressão favoráveis sobre uma grande parte das suas superfícies superior e inferior. Se tal aerofólio também está sujeito a uma onda de choque fraca, quando em altos números de Mach subsônicos, e mantém o escoamento colado após a região de aumento de pressão, os benefícios da redução de arrasto resultantes irão se aproximar dos conseguidos por meio de controles de escoamento laminar, de forma menos complexa.

Este estudo deixou claro que, na década de 1970, a integração de tal perfil aerodinâmico em uma asa com enflechamento, logo tridimensional, era o problema mais difícil de ser resolvidos antes do escoamento laminar natural poder ser aplicado com êxito em um avião comercial. A conclusão foi de que a configuração final não forneceu uma vantagem econômica em relação ao avião referência turbulento. As vantagens do modelo NFL foram compensadas por maiores área e peso da asa.

Com a conclusão de que não havia vantagem econômica neste desenvolvimento de uma asa de escoamento laminar, a idéia pareceu ter sido abandonada pela indústria nas décadas seguintes. Recentemente, a empresa japonesa Honda lançou o Honda Jet, um avião de pequeno porte, para seis passageiros, que utiliza asas de escoamento laminar natural, assim como o bico da fuselagem. Este avião marca o retorno do desenvolvimento desta tecnologia.

A grande inovação é conseguir controlar a transição laminar turbulento por meio da intensidade de *crossflow*, reduzindo o enflechamento da asa. Assim, não é necessária a utilização de superfícies rugosas ou outras formas de acionar a transição que implicam em aumento do arrasto de fricção. O ideal seria conseguir realizar a transição exatamente antes da separação da camada limite, minimizando o arrasto e, como consequência, economizando combustível.

1.3 FENÔMENOS CORRELATOS

1.3.1 Ondas de Mach

Tomando como exemplo um caça que atinge velocidades supersônicas, pode-se visualizar, na Fig. 1.3, o comportamento das ondas de pressão se propagando quando a aeronave está em (a) velocidade abaixo da do som, (b) quando atinge a velocidade do som, momento em que uma onda de choque se forma afrente dela e quando, finalmente, (c) ultrapassa a velocidade do som e as ondas de pressão não acompanham o deslocamento em tempo hábil. O cone no qual, em condições supersônicas, as ondas de pressão se confinam, é chamado cone de Mach. As ondas nele confinadas são denominadas ondas de Mach.

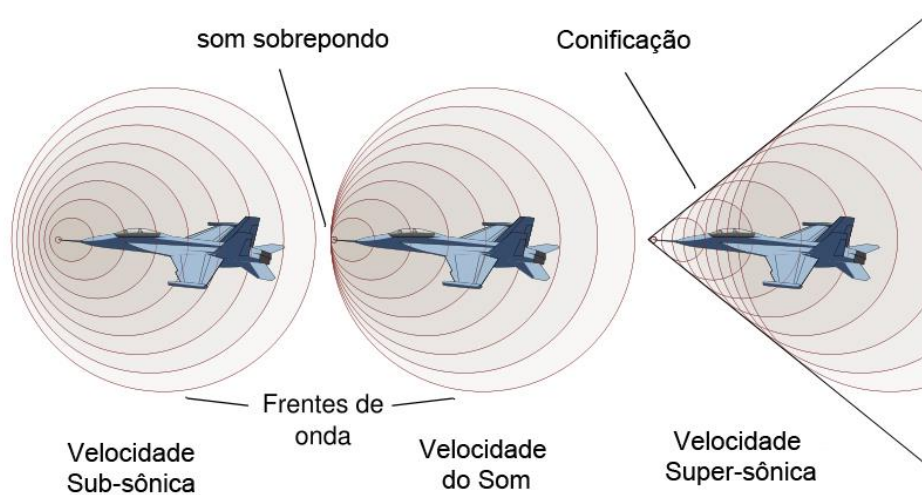


Figura 1-5: Esquema de formação das ondas e do cone de Mach

(<http://revistaaerolatina.blogspot.com.br/2012/12/caca-f-22-causa-alerta-de-fim-de-mundo.html>)

No caso dos aerofólios utilizados nas simulações deste trabalho, há a formação de uma região supersônica, a montante do choque, onde ficam caracterizadas ondas de Mach. Estas ondas tem origem na relação entre a malha regular e a fronteira imersa (aerofólio). Os volumes de controle que são designados como volumes de superfície criam um cerrilhado na malha, gerando efeitos semelhantes aos originados devido a rugosidade dos modelos experimentais.

1.3.2 Ruído Auto-Induzido

Ondas sonoras originadas no bordo de fuga são um dos tipos do chamado ruído auto-induzido do aerofólio. Segundo Doolan (2008), como na maioria dos casos de geração de ruído aeroacústico, este é gerado por instabilidades do escoamento. Vórtices turbulentos são formados no interior da camada limite e é a interação desses vórtices com o bordo de fuga que gera ruído do tipo banda larga. A descontinuidade que o bordo de fuga representa dispersa as ondas sonoras geradas pelo fluido turbulento e cria um campo acústico de intensa irradiação. Ruídos tonais também são gerados na criação dos vórtices que irão compor a esteira.

2 MODELO MATEMÁTICO

Neste trabalho, o fluido utilizado é o ar, considerado como um meio contínuo. Admitindo-se como desprezíveis as forças de campo, as equações de Navier Stokes de continuidade, quantidade de movimento e energia, na sua forma adimensional, podem ser escritas como:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} (\rho u_i) = 0 \quad (1)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho u_i) + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho u_i u_j) = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j} + f_i \quad (2)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho e_T) + \frac{\partial}{\partial x_i} (\rho e_T u_i) = -\frac{\partial}{\partial x_i} (p u_i) + \frac{\partial}{\partial x_i} (\tau_{ij} u_j) - \frac{\partial q_i}{\partial x_i} + f_i u_i \quad (3)$$

Todas as variáveis estão na forma adimensional: x_i é a coordenada espacial na direção \mathbf{i} , t é a coordenada temporal, ρ é a massa específica, u_i é a componente da velocidade na direção \mathbf{i} , p é a pressão termodinâmica, e_T é a energia total por unidade de massa, τ_{ij} é o tensor de tensões viscosas e q_i é a componente da densidade do fluxo de calor na direção \mathbf{i} .

A fim de evitar as oscilações numéricas resultantes da abordagem discretizada utilizada pela metodologia de fronteira imersa, uma pseudo-força por unidade de volume (f_i) e o seu análogo pseudo-trabalho por unidade de volume ($f_i u_i$) são introduzidos no lado direito das equações de quantidade de movimento e de energia. Essas introduções são feitas para acelerar de forma contínua o escoamento a partir da condição de estagnação à condição de operação designada, durante um tempo de aceleração t_a . Após este tempo de aceleração, $f_i u_i = f_i = 0$ e as equações governantes recuperam sua forma inicial.

A adimensionalização das variáveis é definida da seguinte forma:

$$x = \frac{x^*}{L^*}, \quad y = \frac{y^*}{L^*}, \quad z = \frac{z^*}{L^*}, \quad t = \frac{t^*}{L^*/U_{ref}^*}, \quad u = \frac{u^*}{U_{ref}^*}, \quad v = \frac{v^*}{U_{ref}^*}, \quad w = \frac{w^*}{U_{ref}^*}, \quad (4)$$

$$p = \frac{p^*}{\rho_{ref}^* (U_{ref}^*)^2}, \quad \rho = \frac{\rho^*}{\rho_{ref}^*}, \quad T = \frac{T^*}{T_{ref}^*}, \quad e = \frac{e^*}{(U_{ref}^*)^2}, \quad f = \frac{f^*}{\rho_{ref}^* (U_{ref}^*)^2 / L^*}, \quad \mu = \frac{\mu^*}{\mu_{ref}^*}$$

onde T é a temperatura, e é a energia interna por unidade de massa, U_{ref}^* é a magnitude da velocidade do escoamento não perturbado, L^* é o comprimento característico do problema e μ é a viscosidade dinâmica. O sobrescrito $*$ representa as variáveis dimensionais e o subscrito ref indica as propriedades do escoamento não perturbado.

O tensor de tensões viscosas é dado por

$$\tau_{ij} = \frac{1}{Re_{ref}} (\mu S_{ij}) = \frac{1}{Re_{ref}} \left\{ \mu \left[\left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \delta_{ij} \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \right] \right\} \quad (5)$$

onde S_{ij} é o tensor taxa de deformações e δ_{ij} é a função delta de Kronecker ($\delta_{ij} = 1$ se $i = j$ e $\delta_{ij} = 0$ se $i \neq j$). O número de Reynolds, baseado nas propriedades do escoamento não perturbado e no comprimento característico, é definido como

$$Re_{ref} = \frac{\rho_{ref}^* U_{ref} L^*}{\mu_{ref}^*} \quad (6)$$

A energia total por unidade de massa é dada pela soma das energias interna e cinética

$$e_T = e + e_k = c_v T + \frac{u_i u_i}{2} \quad (7)$$

onde c_v é o calor específico a volume constante. As componentes da densidade do fluxo de calor são dadas por

$$q_i = \frac{\mu}{(\gamma - 1) M_{ref}^2 Re_{ref} Pr} \left(\frac{\partial T}{\partial x_i} \right) \quad (8)$$

onde γ é a razão entre os calores específicos a pressão e a volume constante. Os números de Mach e Prandtl do escoamento não perturbado são definidos, respectivamente, como:

$$M_{ref} = \frac{U_{ref}^*}{a_{ref}^*} = \frac{U_{ref}^*}{\sqrt{\gamma R^* T_{ref}^*}} \quad Pr = \frac{c_p^*}{k_{ref}^*} \mu_{ref}^* \quad (9)$$

onde c_p é o calor específico a pressão constante. Neste trabalho, o número de Prandtl é considerado uma constante. Para um gás termicamente e caloricamente perfeito, as equações de estado podem ser escritas como

$$p = (\gamma - 1) \rho e \quad (10)$$

$$T = \frac{\gamma M_{ref}^2 p}{\rho} \quad (11)$$

A viscosidade dinâmica é obtida usando-se a fórmula de Sutherland:

$$\mu = C_1 \frac{T^{3/2}}{T+C_2}, \quad C_1 = \left[\frac{(T_{ref}^*)^{1/2}}{\mu_{ref}^*} \right] C_1^*, \quad C_2 = \frac{C_2^*}{T_{ref}^*} \quad (12)$$

onde C_1^* e C_2^* , são constantes dimensionais.

3 MÉTODO NUMÉRICO

A fim de ser resolvido numericamente utilizando uma formulação de volumes finitos, as equações governantes são escritas vetorialmente da seguinte forma

$$\frac{\partial \mathbf{U}}{\partial t} + \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial x} + \frac{\partial \mathbf{F}}{\partial y} + \frac{\partial \mathbf{G}}{\partial z} = \mathbf{R} \quad (13)$$

Definindo o tensor Π como

$$\Pi = \mathbf{E} \otimes \mathbf{i} + \mathbf{F} \otimes \mathbf{j} + \mathbf{G} \otimes \mathbf{k}, \quad (14)$$

A Equação (14) pode ser reescrita como

$$\frac{\partial \mathbf{U}}{\partial t} + \nabla \cdot \Pi = \mathbf{R} \quad (15)$$

As variáveis vetor \mathbf{U} , e vetores de fluxo \mathbf{E} , \mathbf{F} e \mathbf{G} são dados por

$$\mathbf{U} = \begin{bmatrix} \rho \\ \rho u \\ \rho v \\ \rho w \\ \rho e_T \end{bmatrix} \quad (16)$$

$$\mathbf{E} = \begin{bmatrix} \rho u \\ \rho u u + p - \tau_{xx} \\ \rho u v - \tau_{xy} \\ \rho u w - \tau_{xz} \\ (\rho e_T + p)u - u\tau_{xx} - v\tau_{xy} - w\tau_{xz} + q_x \end{bmatrix}, \quad (17)$$

$$\mathbf{F} = \begin{bmatrix} \rho v \\ \rho v u - \tau_{xy} \\ \rho v v + p - \tau_{yy} \\ \rho v w - \tau_{yz} \\ (\rho e_T + p)v - u\tau_{xy} - v\tau_{yy} - w\tau_{yz} + q_y \end{bmatrix} \quad (18)$$

$$\mathbf{G} = \begin{bmatrix} \rho w \\ \rho w u - \tau_{xz} \\ \rho w v - \tau_{yz} \\ \rho w w + p - \tau_{zz} \\ (\rho e_T + p)w - u\tau_{xz} - v\tau_{yz} - w\tau_{zz} + q_z \end{bmatrix} \quad (19)$$

O vetor da pseudo-força por unidade de volume e do pseudo-trabalho por unidade de volume é dado por

$$\mathbf{R} = \begin{bmatrix} 0 \\ f_x \\ f_y \\ f_z \\ f_x u + f_y v + f_z w \end{bmatrix} \quad (20)$$

Integrando a Eq. (15) sobre o volume de controle V e aplicando o teorema da divergência para o primeiro termo do lado direito, resulta

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_V \mathbf{U} dV = - \int_V (\nabla \cdot \Pi) dV + \int_V \mathbf{R} dV = - \int_S (\Pi \cdot \mathbf{n}) dS + \int_V \mathbf{R} dV \quad (21)$$

onde S é a superfície que engloba o volume de controle V e \mathbf{n} é o vetor unitário normal a S .

Define-se a média volumétrica dos vetores \mathbf{U} e \mathbf{R} no volume de controle V como

$$\bar{\mathbf{U}} \equiv \frac{1}{V} \int_V \mathbf{U} dV, \quad \bar{\mathbf{R}} \equiv \frac{1}{V} \int_V \mathbf{R} dV \quad (22)$$

a Equação (21) é escrita como

$$\frac{\partial \bar{\mathbf{U}}}{\partial t} = - \frac{1}{V} \int_S (\Pi \cdot \mathbf{n}) dS + \bar{\mathbf{R}} \quad (23)$$

É importante notar que a Eq. (23) é válida para cada volume de controle. Avaliando-a para um volume de controle hexaédrico, tem-se

$$\left(\frac{\partial \bar{\mathbf{U}}}{\partial t} \right)_{i,j,k} = - \frac{1}{V_{i,j,k}} \left[\int_{S_{i+1/2}} (\Pi \cdot \mathbf{n}) dS + \int_{S_{i-1/2}} (\Pi \cdot \mathbf{n}) dS + \int_{S_{j+1/2}} (\Pi \cdot \mathbf{n}) dS + \int_{S_{j-1/2}} (\Pi \cdot \mathbf{n}) dS + \int_{S_{k+1/2}} (\Pi \cdot \mathbf{n}) dS + \int_{S_{k-1/2}} (\Pi \cdot \mathbf{n}) dS \right] + \bar{\mathbf{R}}_{i,j,k} \quad (24)$$

onde $S_{i+1/2}$, $S_{i-1/2}$, $S_{j+1/2}$, $S_{j-1/2}$, $S_{k+1/2}$, $S_{k-1/2}$ são as superfícies que definem as seis faces do hexaedro e $S_{i+1/2}$ é a superfície comum entre o volume (i, j, k) e o volume $(i + 1, j, k)$.

Considerando o valor do tensor Π como constante sobre cada superfície de controle, é possível escrever uma aproximação em volumes finitos discreta no tempo da equação anterior como

$$\frac{\Delta \bar{U}_{i,j,k}}{\Delta t} = -\frac{1}{V_{i,j,k}} \left[(\Pi \cdot \mathcal{S})_{i+1/2} + (\Pi \cdot \mathcal{S})_{i-1/2} + (\Pi \cdot \mathcal{S})_{j+1/2} + (\Pi \cdot \mathcal{S})_{j-1/2} + (\Pi \cdot \mathcal{S})_{k+1/2} + (\Pi \cdot \mathcal{S})_{k-1/2} \right] + \bar{\mathcal{R}}_{i,j,k} \quad (25)$$

usando um passo temporal discreto Δt .

Definindo-se $\mathcal{F}(\bar{U})_{i,j,k}$ como função do tensor de fluxo Π sobre a superfície de controle, da forma

$$\mathcal{F}(\bar{U})_{i,j,k} = \frac{\Delta t}{V_{i,j,k}} \left[(\Pi \cdot \mathcal{S})_{i+1/2} + (\Pi \cdot \mathcal{S})_{i-1/2} + (\Pi \cdot \mathcal{S})_{j+1/2} + (\Pi \cdot \mathcal{S})_{j-1/2} + (\Pi \cdot \mathcal{S})_{k+1/2} + (\Pi \cdot \mathcal{S})_{k-1/2} \right] \quad (26)$$

e também definindo $\mathcal{R}_{i,j,k}$ como uma função do efeito das forças de campo sobre o mesmo volume finito, durante o mesmo passo temporal Δt , como

$$\mathcal{R}_{i,j,k} = \Delta t \cdot \bar{\mathcal{R}}_{i,j,k} \quad (27)$$

resulta em uma discretização de volumes finitos para a Eq. (25) dada por

$$\Delta(\bar{U})_{i,j,k} = -\mathcal{F}_{i,j,k} + \mathcal{D}_{i,j,k} + \mathcal{R}_{i,j,k} \quad (28)$$

Na equação anterior, a dissipação artificial $\mathcal{D}_{i,j,k}$ é adicionada no lado direito para controlar o erro de discretização associado ao cálculo da função de fluxo $\mathcal{F}_{i,j,k}$.

Para avançar a Eq. (28) no tempo com alta resolução temporal, é utilizado um método de Runge-Kutta de terceira ordem, definido pelos passos

$$\bar{U}_{i,j,k}^1 = \bar{U}_{i,j,k}^n - \left(\mathcal{F}_{i,j,k}^n - \mathcal{D}_{i,j,k}^n - \mathcal{R}_{i,j,k}^n \right) \quad (29)$$

$$\bar{U}_{i,j,k}^2 = \frac{3}{4} \bar{U}_{i,j,k}^n + \frac{1}{4} \bar{U}_{i,j,k}^1 - \frac{1}{4} \left(\mathcal{F}_{i,j,k}^1 - \mathcal{D}_{i,j,k}^1 - \mathcal{R}_{i,j,k}^1 \right) \quad (30)$$

$$\bar{U}_{i,j,k}^{n+1} = \frac{1}{3} \bar{U}_{i,j,k}^n + \frac{2}{3} \bar{U}_{i,j,k}^2 - \frac{2}{3} \left(\mathcal{F}_{i,j,k}^2 - \mathcal{D}_{i,j,k}^2 - \mathcal{R}_{i,j,k}^2 \right) \quad (31)$$

Para calcular-se $\mathcal{F}_{i,j,k}$ em qualquer dos passos definidos anteriormente, o fluxo de Π deve ser calculado nas superfícies de controle. Para a superfície de controle $S_{i+1/2}$, este fluxo é dado por

$$(\Pi \cdot \mathbf{S})_{i+1/2} = \begin{bmatrix} (\Pi \cdot \mathbf{S})^1 \\ (\Pi \cdot \mathbf{S})^2 \\ (\Pi \cdot \mathbf{S})^3 \\ (\Pi \cdot \mathbf{S})^4 \\ (\Pi \cdot \mathbf{S})^5 \end{bmatrix}_{i+1/2} \quad (32)$$

A primeira componente do vetor acima está associada a equação da conservação de massa, sendo

$$(\Pi \cdot \mathbf{S})^1 = \rho_{i+1/2} (q_s)_{i+1/2} \quad (33)$$

onde o fluxo volumétrico é dado por

$$(q_s)_{i+1/2} = \mathbf{u}_{i+1/2} \cdot \mathbf{S}_{i+1/2} = u_{i+1/2} (s_x)_{i+1/2} + v_{i+1/2} (s_y)_{i+1/2} + w_{i+1/2} (s_z)_{i+1/2} \quad (34)$$

A segunda, terceira e quarta componentes estão associadas às três componentes vetoriais da equação de quantidade de movimento e a quinta componente está associada a equação da energia. Para as equações de Navier Stokes, estas componentes são dadas pelas equações

$$\begin{aligned} (\Pi \cdot \mathbf{S})^2 = & (\rho u)_{i+1/2} (q_s)_{i+1/2} + p_{i+1/2} (s_x)_{i+1/2} - [\mu_{i+1/2} (S_{xx})_{i+1/2}] (s_x)_{i+1/2} - \\ & [\mu_{i+1/2} (S_{xy})_{i+1/2}] (s_y)_{i+1/2} - [\mu_{i+1/2} (S_{xz})_{i+1/2}] (s_z)_{i+1/2} \end{aligned} \quad (35)$$

onde o primeiro termo do lado direito é o fluxo de quantidade de movimento na direção x , o termo seguinte é a força devida ao campo de pressão na mesma direção e os termos restantes são as forças viscosas também na direção x .

Analogamente, a terceira e quarta componentes são dadas, respectivamente, por

$$\begin{aligned} (\Pi \cdot \mathbf{S})^3 = & (\rho v)_{i+1/2} (q_s)_{i+1/2} + p_{i+1/2} (s_y)_{i+1/2} - [\mu_{i+1/2} (S_{xy})_{i+1/2}] (s_x)_{i+1/2} - \\ & [\mu_{i+1/2} (S_{yy})_{i+1/2}] (s_y)_{i+1/2} - [\mu_{i+1/2} (S_{yz})_{i+1/2}] (s_z)_{i+1/2} \end{aligned} \quad (35)$$

$$\begin{aligned} (\Pi \cdot \mathbf{S})^4 = & (\rho w)_{i+1/2} (q_s)_{i+1/2} + p_{i+1/2} (s_z)_{i+1/2} - [\mu_{i+1/2} (S_{xz})_{i+1/2}] (s_x)_{i+1/2} - \\ & [\mu_{i+1/2} (S_{yz})_{i+1/2}] (s_y)_{i+1/2} - [\mu_{i+1/2} (S_{zz})_{i+1/2}] (s_z)_{i+1/2} \end{aligned} \quad (36)$$

A quinta componente é

$$\begin{aligned}
(\boldsymbol{\Pi} \cdot \mathbf{S})^5 = & (\rho e_T)_{i+1/2} (q_s)_{i+1/2} + p_{i+1/2} (q_s)_{i+1/2} - u_{i+1/2} (s_x)_{i+1/2} [\mu_{i+1/2} (S_{xx})_{i+1/2}] - \\
& u_{i+1/2} (s_y)_{i+1/2} [\mu_{i+1/2} (S_{yy})_{i+1/2}] - w_{i+1/2} (s_z)_{i+1/2} [\mu_{i+1/2} (S_{zz})_{i+1/2}] - \\
& [u_{i+1/2} (s_y)_{i+1/2} + v_{i+1/2} (s_x)_{i+1/2}] [\mu_{i+1/2} (S_{xy})_{i+1/2}] - \\
& [v_{i+1/2} (s_z)_{i+1/2} + w_{i+1/2} (s_y)_{i+1/2}] [\mu_{i+1/2} (S_{yz})_{i+1/2}] - \\
& [u_{i+1/2} (s_z)_{i+1/2} + w_{i+1/2} (s_x)_{i+1/2}] [\mu_{i+1/2} (S_{xz})_{i+1/2}] - [k_{i+1/2} (\partial T / \partial x)_{i+1/2}] (s_x)_{i+1/2} - \\
& [k_{i+1/2} (\partial T / \partial y)_{i+1/2}] (s_y)_{i+1/2} - [k_{i+1/2} (\partial T / \partial z)_{i+1/2}] (s_z)_{i+1/2} \quad (37)
\end{aligned}$$

Mais detalhes da metodologia numérica e da fronteira imersa são disponibilizados por Bobenrieth et al. (2013).

4 IMPLEMENTAÇÃO DE EFEITOS VISCOSOS

(MPI/CUDA FORTRAN)

4.1 SIMULAÇÕES NUMÉRICAS EM *GRAPHICS PROCESSING UNITS (GPUs)*

Impulsionado pelo desejo de gráficos realísticos e em tempo real, a GPU evoluiu para um processador com desempenho sem precedentes de ponto flutuante e programabilidade; GPUs de hoje ultrapassam significativamente CPUs na taxa de transferência aritmética e largura de banda de memória, tornando-se o processador ideal para uma grande variedade de aplicações paralelas.

A NVIDIA (principal fabricante de GPUs) relata, em artigo (2009), que os esforços para explorar a GPU para aplicações não-gráficas estão em andamento desde 2003. Problemas como enrolamento de proteínas, preços de ações e escoamentos complexos alcançaram notáveis aumentos de velocidade de desempenho na GPU.

Apesar dos esforços iniciais demonstrarem grandes aumentos de velocidade, enfrentaram vários inconvenientes. Em primeiro lugar, era necessário que o programador possuísse conhecimento aprofundado da arquitetura das GPUs. Além disso, os problemas tinham que ser expressos em programas de sombreamento e texturas, aumentando a complexidade do programa. Em terceiro lugar, recursos de programação básicos não foram incorporados, restringindo acentuadamente o modelo de programação. Por último, a falta de suporte para precisão dupla impediu que algumas aplicações científicas fossem executadas na GPU.

Para resolver esses problemas, a NVIDIA apresentou duas tecnologias: a arquitetura computacional de gráficos unificados G80 e CUDA, uma arquitetura de software e hardware que permitiu que a GPU fosse programada com uma variedade de linguagens de programação de alto nível.

4.2 *COMPUTE UNIFIED DEVICE ARCHITECTURE (CUDA)*

Um programa CUDA (NVIDIA, 2012) chama funções paralelas chamadas *kernels* que são executados através de um conjunto de linhas de execução (*threads*) paralelas. O programador ou compilador organiza essas linhas de execução em blocos de linhas (*blocks*) e grades de blocos de linhas (*grids*) (Fig. 4-1). Cada linha de execução dentro de um bloco de linhas executa uma instância do *kernel*.

Um bloco é um conjunto de linhas de execução simultânea que podem cooperar entre si através da sincronização de barreira e de memória compartilhada (*shared*). Um bloco de linhas tem um

ID de bloco dentro de sua grade. A grade é um conjunto de blocos que executam o mesmo *kernel*, leem entradas da memória global, escrevem resultados para a memória global, e sincronizam entre as chamadas dependentes do *kernel*. No modelo de programação paralela CUDA, cada linha tem um espaço de memória privada utilizado para queda de registro e chamadas de funções. Cada bloco tem um espaço de memória compartilhada, que é utilizado para a comunicação entre linhas de execução, compartilhamento de dados e compartilhamento de resultados em algoritmos paralelos. Grades de blocos compartilham resultados na memória global após a sincronização de todo o *kernel*.

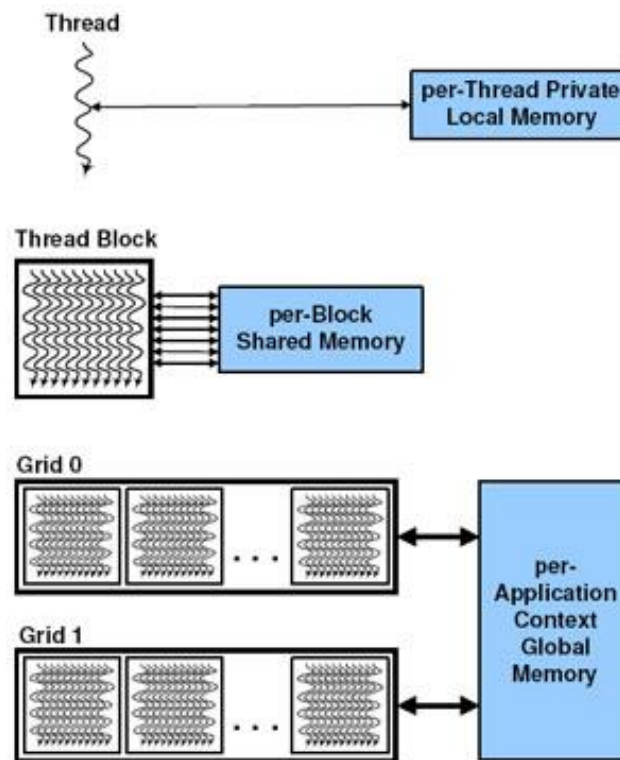


Figura 4-1: Hierarquia CUDA de linhas de execução, blocos e grades, com as correspondentes memórias: *per-thread* privada, *per-block* compartilhada e *per-application* global. (NVIDIA, 2012)

4.3 MESSAGE PASSING INTERFACE (MPI)

Message Passing Interface (MPI) é um padrão para comunicação de dados em computação paralela. Dependendo do problema que se está tentando resolver, pode ser necessário passar informações entre os vários processadores ou nodos de um cluster, e o MPI oferece uma infraestrutura para essa tarefa.

No padrão MPI, uma aplicação é constituída por um ou mais processos que se comunicam, acionando-se funções para o envio e recebimento de mensagens entre os processos. Inicialmente, na maioria das implementações, um conjunto fixo de processos é criado. Porém, esses processos podem

executar diferentes programas. Elementos importantes em implementações paralelas são a comunicação de dados entre processos paralelos e o balanceamento da carga.

O objetivo do MPI é prover um amplo padrão para escrever programas com passagem de mensagens de forma prática, portátil, eficiente e flexível.

4.4 O VAT EM CUDA FORTRAN

Bobenrieth et al. (2013) relatam a implementação realizada com sucesso utilizando o paradigma híbrido de processamento paralelo MPI/CUDA Fortran no código Virtual Aeroacoustic Tunnel (VAT). A utilização do CUDA Fortran permite definir quais sub-rotinas do código serão executadas na GPU. Este tipo de sub-rotinas são denominadas de *kernels*, já que são executadas em paralelo pela GPU utilizando todas as cores CUDA disponíveis. Como resultado, tem-se que 97% do tempo total por iteração é gasto utilizando-se as cores CUDA da GPU e somente 3% deste tempo é gasto utilizando as cores convencionais da CPU.

Para poder utilizar eficientemente as cores CUDA, as variáveis conservativas ($\rho, \rho u, \rho v, \rho w, \rho e_T$) foram alocadas pelo programa principal na memória global da GPU utilizando o qualificador *device* do CUDA Fortran. Utilizando esta abordagem, as variáveis mais importantes do código VAT residem na memória global da GPU e não na memória RAM da CPU, evitando o gargalo de comunicação que existe entre a GPU e a CPU, já que esta comunicação se dá através do barramento *PCIExpress*.

Com as variáveis conservativas alocadas na memória global da GPU, o cache de textura da GPU foi utilizado para garantir um acesso muito rápido dessas variáveis pelos processadores multissimétricos, que contém as cores CUDA, utilizando *pointers* disponíveis na linguagem Fortran 2003.

Uma das principais inovações arquitetônicas que melhoraram a programação e o desempenho de GPUs é a memória *on-chip* compartilhada. Memória compartilhada permite que linhas de execução dentro do mesmo bloco cooperem entre si, facilita a extensa reutilização de dados *on-chip* e reduz o tráfego *off-chip*. Outra implementação importante foi alocar as variáveis primitivas (u, v, w e p) na memória compartilhada dos processadores multissimétricos, utilizando o qualificador *shared* do CUDA Fortran.

4.5 NAVIER_STOKES_SOLVER

A última atualização do VAT, realizada durante a realização deste trabalho, se deu com a implementação da sub-rotina *kernel_navier_stokes_solver*. Essa sub-rotina é essencial para a simulação do fenômeno do *buffet* transônico, uma vez que as simulações realizadas desconsiderando-

se os efeitos viscosos demonstram que o fenômeno está intimamente associado à camada limite e às tensões cisalhantes.

Tomou-se como base para as modificações a serem feitas uma versão anterior do código. Tal versão não utiliza MPI/CUDA Fortran, porém conta com a implementação dos efeitos viscosos. Logo, o trabalho se resumiu a criação de um novo *navier_stokes_solver* atualizado para o modelo MPI/CUDA Fortran.

Para calcular $\mathcal{F}_{i,j,k}$, o fluxo do tensor Π através das superfícies de controle deve ser calculado conforme as Eqs.(33-37) aqui reproduzidas. As modificações em relação ao cálculo invíscido estão em negrito:

$$(\Pi \cdot \mathbf{S})^1 = \rho_{i+1/2}(q_s)_{i+1/2}$$

$$(\Pi \cdot \mathbf{S})^2 = (\rho u)_{i+1/2}(q_s)_{i+1/2} + p_{i+1/2}(s_x)_{i+1/2} - [\mu_{i+1/2}(\mathbf{S}_{xx})_{i+1/2}](s_x)_{i+1/2} - [\mu_{i+1/2}(\mathbf{S}_{xy})_{i+1/2}](s_y)_{i+1/2} - [\mu_{i+1/2}(\mathbf{S}_{xz})_{i+1/2}](s_z)_{i+1/2}$$

$$(\Pi \cdot \mathbf{S})^3 = (\rho v)_{i+1/2}(q_s)_{i+1/2} + p_{i+1/2}(s_y)_{i+1/2} - [\mu_{i+1/2}(\mathbf{S}_{xy})_{i+1/2}](s_x)_{i+1/2} - [\mu_{i+1/2}(\mathbf{S}_{yy})_{i+1/2}](s_y)_{i+1/2} - [\mu_{i+1/2}(\mathbf{S}_{yz})_{i+1/2}](s_z)_{i+1/2}$$

$$(\Pi \cdot \mathbf{S})^4 = (\rho w)_{i+1/2}(q_s)_{i+1/2} + p_{i+1/2}(s_z)_{i+1/2} - [\mu_{i+1/2}(\mathbf{S}_{xz})_{i+1/2}](s_x)_{i+1/2} - [\mu_{i+1/2}(\mathbf{S}_{yz})_{i+1/2}](s_y)_{i+1/2} - [\mu_{i+1/2}(\mathbf{S}_{zz})_{i+1/2}](s_z)_{i+1/2}$$

$$(\Pi \cdot \mathbf{S})^5 = (\rho e_T)_{i+1/2}(q_s)_{i+1/2} + p_{i+1/2}(q_s)_{i+1/2} - \mathbf{u}_{i+1/2}(s_x)_{i+1/2} [\mu_{i+1/2}(\mathbf{S}_{xx})_{i+1/2}] - \mathbf{u}_{i+1/2}(s_y)_{i+1/2} [\mu_{i+1/2}(\mathbf{S}_{yy})_{i+1/2}] - \mathbf{w}_{i+1/2}(s_z)_{i+1/2} [\mu_{i+1/2}(\mathbf{S}_{zz})_{i+1/2}] - [\mathbf{u}_{i+1/2}(s_y)_{i+1/2} + \mathbf{v}_{i+1/2}(s_x)_{i+1/2}] [\mu_{i+1/2}(\mathbf{S}_{xy})_{i+1/2}] - [\mathbf{v}_{i+1/2}(s_z)_{i+1/2} + \mathbf{w}_{i+1/2}(s_y)_{i+1/2}] [\mu_{i+1/2}(\mathbf{S}_{yz})_{i+1/2}] - [\mathbf{u}_{i+1/2}(s_z)_{i+1/2} + \mathbf{w}_{i+1/2}(s_x)_{i+1/2}] [\mu_{i+1/2}(\mathbf{S}_{xz})_{i+1/2}] - [\mathbf{k}_{i+1/2}(\partial T / \partial x)_{i+1/2}](s_x)_{i+1/2} - [\mathbf{k}_{i+1/2}(\partial T / \partial y)_{i+1/2}](s_y)_{i+1/2} - [\mathbf{k}_{i+1/2}(\partial T / \partial z)_{i+1/2}](s_z)_{i+1/2}$$

Quatro variáveis explícitas adicionais, em relação a Euler, são necessárias para este cálculo: viscosidade (μ), tensor de tensões viscosas (S_{ij}), condutividade térmica (k) e o gradiente de temperatura $\left(\frac{\partial T}{\partial x_i}\right)$.

A implementação foi feita conforme o exemplo abaixo do cálculo do vetor \mathbf{ps} para a superfície $S_{i+1/2}$:

```

ps_ip_1=ro_ip*qs_ip

ps_ip_2=ro_u_ip*qs_ip-vis_ip*strain_xx_ip*
surface_tex(i_global,j_global,1)+p_ip*surface_tex(i_global,j_global,1)

ps_ip_3=ro_v_ip*qs_ip-vis_ip*strain_xy_ip*
surface_tex(i_global,j_global,1)

ps_ip_4=(ro_et_ip+p_ip)*qs_ip-(u_ip*strain_xx_ip+v_ip*strain_xy_ip)*
vis_ip*surface_tex(i_global,j_global,1)-cond_ip*tx_ip*
surface_tex(i_global,j_global,1)

```

onde qs_ip é o fluxo volumétrico, vis_ip é a viscosidade, $strain_xx_ip$ é o tensor de tensões viscosas e $cond_ip$ é a condutividade.

A viscosidade dinâmica é obtida usando-se a fórmula de Sutherland (12):

$$\mu = C_1 \frac{T^{3/2}}{T+C_2}, \quad C_1 = \left[\frac{(T_{ref}^*)^{1/2}}{\mu_{ref}^*} \right] C_1^*, \quad C_2 = \frac{C_2^*}{T_{ref}^*}$$

A implementação foi feita conforme o exemplo abaixo para a superfície $S_{i+1/2}$:

```
vis_ip=c1_vis*sqrt(t_ip*t_ip*t_ip)/(c2_vis+t_ip)
```

onde:

```
c1_vis=(c1*sqrt(t_inf))/vis_inf, onde c1=1.458d-6
```

```
c2_vis=c2/t_inf, onde c2=110.4d0
```

A variável temperatura (t), considerada uma das variáveis primitivas (u , v , w , p e t), foi declarada como *shared*, ou seja, de rápido acesso para todas as linhas de execução de um bloco, otimizando os cálculos. A implementação foi feita conforme o exemplo abaixo para a superfície $S_{i+1/2}$:

```
t(i,j)=c_temp*p(i,j)/u_n_tex(i_global,j_global,1), onde
c_temp=gama*mach_ref*mach_ref
```

Todas as outras variáveis acrescentadas foram declaradas como *device* e estão disponíveis na memória global da placa gráfica para todas as grades de blocos.

O tensor de tensões viscosas é dado por (5):

$$\tau_{ij} = \frac{1}{Re_{ref}} (\mu S_{ij}) = \frac{1}{Re_{ref}} \left\{ \mu \left[\left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \delta_{ij} \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \right] \right\}$$

A implementação foi feita conforme o exemplo abaixo para a superfície $S_{i+1/2}$:

```
strain_xx_ip=c_sii*((u_x_vertex_ip+u_x_vertex_ip_jp)-
k_one_half*(v_y_vertex_ip+v_y_vertex_ip_jp))
```

onde:

```
c_sii=(two/(three*reynolds_ref))
```

Obs: a parcela da viscosidade é contabilizada no cálculo do vetor ps.

A condutividade é dada por (8):

$$k = \frac{\mu}{(\gamma-1) M_{ref}^2 Re_{ref} Pr}$$

A implementação foi feita conforme o exemplo abaixo para a superfície $S_{i+1/2}$:

```
cond_ip=c_cond*vis_ip
```

onde

```
c_cond=one/((gama-one)*mach_ref*mach_ref*reynolds_ref*prandtl)
```

Finalmente, a implementação do gradiente de temperatura $\left(\frac{\partial T}{\partial x_i}\right)$ foi feita conforme o exemplo abaixo para a superfície $S_{i+1/2}$:

```
tx_ip=k_one_half*(t_x_vertex_ip+t_x_vertex_ip_jp)
```

Na chamada da sub-rotina *kernel_navier_stokes_solver* foram incluídas as constantes operacionais adimensionais: c_{sii} , c_{sij} (utilizadas no cálculo do tensor de tensões viscosas), $c1_{vis}$, $c2_{vis}$ (viscosidade), c_{cond} (condutividade). As mesmas constantes também foram declaradas como variáveis de entrada da sub-rotina.

Além da implementação da sub-rotina *kernel_navier_stokes_solver*, outras modificações tiveram que ser feitas para adequar o código à suas novas funções. A variável de entrada n_{solver} foi acrescentada para que o usuário escolha qual *kernel* o programa irá utilizar: *euler_solver* ou *navier_stokes_solver*. Ambos estão inseridos no recém-criado módulo *kernel_solvers*. Na sub-rotina *immersed_boundary*, as condições de contorno para a fronteira imersa são definidas: aderência e impenetrabilidade. Finalmente, a chamada do *kernel_navier_stokes_solver* foi criada no programa principal do VAT.

A versão MPI/CUDA Fortran do VAT foi executada utilizando-se uma placa gráfica NVIDIA GeForce GTX 680, com 4 GBytes de memória global e 512 cores CUDA de precisão dupla, que foi instalada na estação de visualização SGI Virtu VS100 do Laboratório de Aeroacústica Computacional.

5 RESULTADOS NUMÉRICOS

5.1 AEROFÓLIO OAT15A

Vários aerofólios supercríticos já serviram como base para experimentos e simulações sobre o *buffet* transônico, por exemplo: BGK-1, RAE2822 e OAT15A. A escolha do modelo OAT15A se dá por dois fatos principais. Primeiramente, um dos experimentos mais recentes focado em aumentar o banco de dados referente ao *buffet* transônico foi realizado por Jacquin et al. (2005), nos laboratórios da Onera, com o referido modelo. Além disso, as simulações numéricas mais relevantes encontradas durante a pesquisa bibliográfica, feitas por Huang et al. (2011), também utilizam o perfil OAT15A.

A geometria do aerofólio não foi fornecida pela Onera nem foi encontrada a disposição na internet. Foi utilizada uma tabela de pontos (Anexo I) encontrada nos anexos da tese de mestrado em engenharia mecânica pela Universidade Federal do Rio Grande do Sul (UFRGS) de Beck (2010). Transformando os pontos em um gráfico foi possível, com boa resolução, compará-lo com as imagens disponíveis do perfil OAT15A, o que mostrou que o conjunto de pontos estava correto.

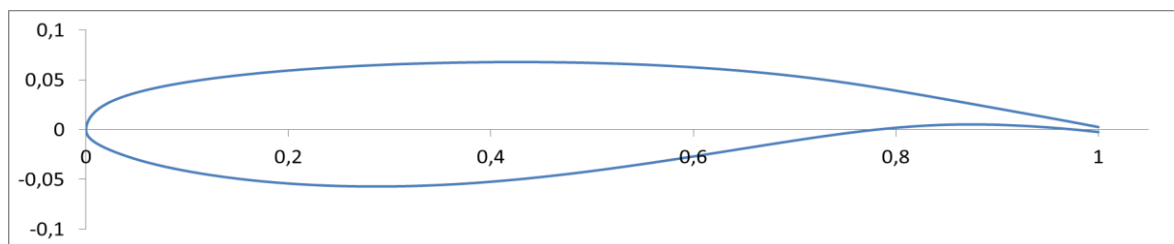


Figura 5-1: Desenho do aerofólio OAT15A normalizado

O conjunto inicial de trezentos pontos foi extrapolado. Além disso, para utilização do método de fronteira imersa se faz necessário que se definam as direções normais à superfície para cada volume de controle. Na página ao lado, a Fig. (5.2) mostra em detalhe o bordo de fuga e as direções normais dos respectivos pontos.

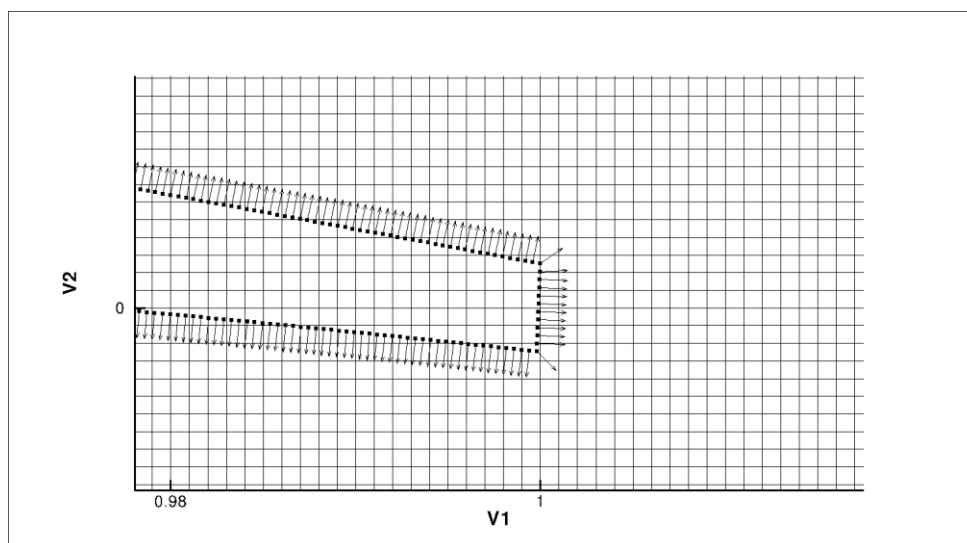


Figura 5-2: Detalhe do bordo de fuga

5.1.1 Arranjo Experimental e Condições De Teste

Os experimentos relatados por Jacquin et al. (2005) foram realizados no túnel de vento do Centro Onera-Meudon. O modelo é um perfil OAT15A com uma espessura relativa de 12,3%, um comprimento de corda $c = 230$ milímetros e um bordo de fuga de espessura de 0,5% do comprimento da corda. A região central do perfil foi equipada com 68 orifícios de pressão estática e 36 transdutores de pressão não permanentes Kulite.

O número de Mach do experimento a montante do modelo variou entre 0,70 e 0,75. Para as condições de estagnação ($p_{st} \approx 10^5 Pa$ e $T_{st} \approx 300K$), o número de Reynolds, tendo a corda como comprimento característico, foi $Re_c \approx 3 \times 10^6$. O ângulo de incidência do escoamento α em relação ao perfil pode ser ajustado entre 2,5 e 3,91 graus.

5.1.2 Caso 1 – *euler_solver*

Este primeiro caso teve como objetivo simular o escoamento transônico desprezando os efeitos viscosos, para posterior análise da importância de tais efeitos neste tipo de escoamento e principalmente no fenômeno do *buffet* transônico.

Os parâmetros básicos $M_{ref} = 0,73$ e $\alpha = 3,5^\circ$ foram definidos como os mesmos da condição de início de *buffet* relatada por Jacquin et al. (2005). A malha regular utilizada foi uma região quadrada de lado três vezes maior que a corda ($3c \times 3c$), na qual o bordo de ataque foi posicionado no ponto $(1c, 1c)$, considerando o vértice inferior esquerdo como a origem do sistema de coordenadas. Ao longo do aerofólio foram colocados 1000 volumes de controle, totalizando 9×10^6 volumes de controle na região regular. Além da região regular a ser visualizada, existe uma vasta região de *stretching*, que se estende por uma distância da ordem de alguns quilômetros, no intuito de que as propriedades do escoamento não perturbado não sejam afetadas pelos fenômenos que ocorrem na região regular.

A condição de Courant-Friedrichs-Lewy (CFL) mede a relação entre a velocidade de propagação física no meio e a velocidade de propagação numérica. O valor do CFL é também um importante fator nas simulações numéricas, sendo necessário para a convergência do código que seu valor seja menor que 1, o que significa que os cálculos estão sendo realizados mais rapidamente que as propagações físicas no meio, ou seja, a informação numérica é mais veloz que a informação física.

Dez sondas foram posicionadas ao longo da corda, uma delas na exata posição do transdutor de pressão que forneceu os principais resultados disponibilizados por Jacquin et al. (2005). Abaixo, são mostradas três visualizações do campo aeroacústico em diferentes estágios de desenvolvimento do

escoamento. A variável de visualização aeroacústica, β_T , é utilizada. Ela é baseada na magnitude do gradiente de temperatura da seguinte forma

$$\beta_T = |\nabla T|^{1/10} \quad (19)$$

Esta variável é utilizada por mostrar simultaneamente ondas acústicas, que são características de campos acústicos, e regiões de vorticidade, que são características de campos aerodinâmicos.

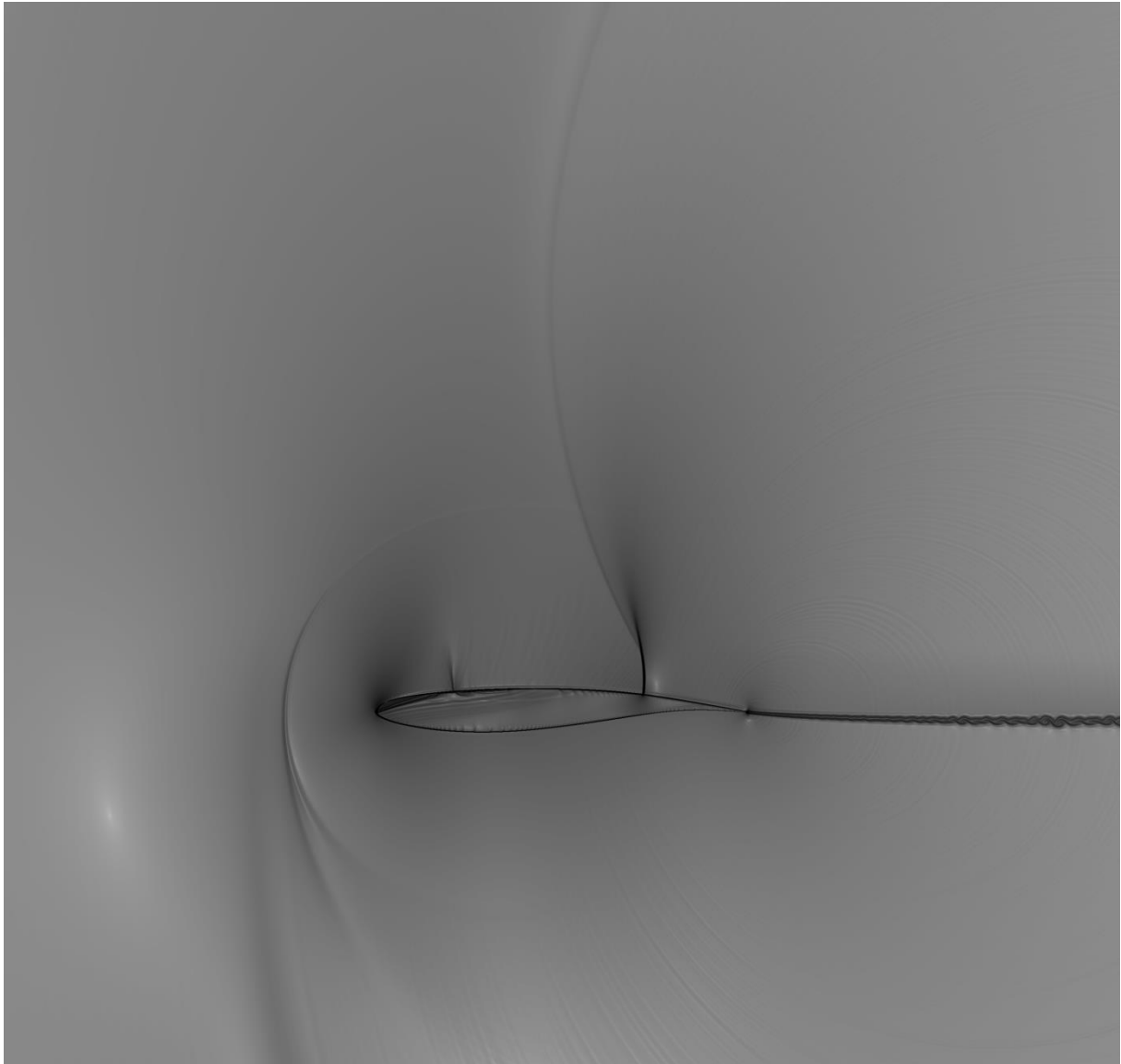


Figura 5-3: Visualização com 20000 iterações

Nesta primeira visualização (Fig. 5-3), prevalecem fenômenos transientes decorrentes do fim do processo de aceleração do escoamento. Porém, já foi possível visualizar uma pequena onda de choque em formação. Além disso, foram visíveis as ondas sonoras originadas no bordo de fuga devido ao chamado ruído auto-induzido do aerofólio. Finalmente, é mostrada uma esteira de vorticidade causada pela diferença de velocidade do ar entre o intradorso e o extradorso.

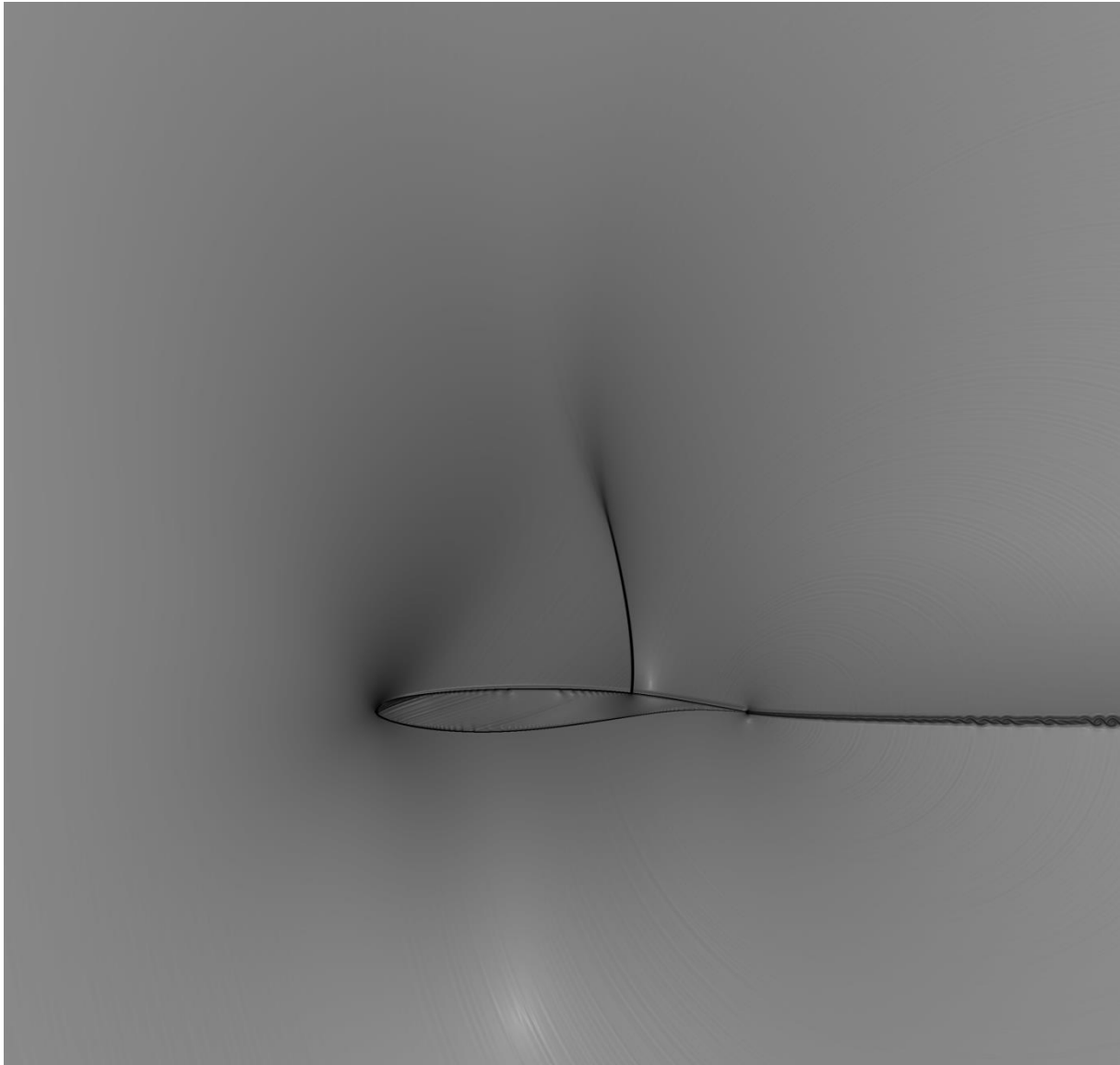


Figura 5-4: Visualização com 40000 iterações

Nesta visualização (Fig. 5-4), os fenômenos notadamente transientes não foram mais percebidos, apesar de o escoamento ainda estar se desenvolvendo. Com relação à onda de choque, notou-se um aumento em tamanho e em intensidade, além de um posicionamento um pouco mais a montante. Na região supersônica, a montante do choque, ficam melhor caracterizadas ondas de mach. Estas ondas tem origem na relação entre a malha regular e a fronteira imersa, sendo efeitos semelhantes aos originados devido a rugosidade dos modelos experimentais. Não se notaram modificações consideráveis no ruído auto-induzido nem na esteira de vorticidade.

Finalmente, visualiza-se abaixo (Fig. 5-5) o escoamento plenamente desenvolvido, que mostra a convergência do código. A onda de choque aumentou ainda mais, atingindo altura semelhante ao comprimento da corda, mudou sua curvatura e se posicionou um pouco mais a jusante.

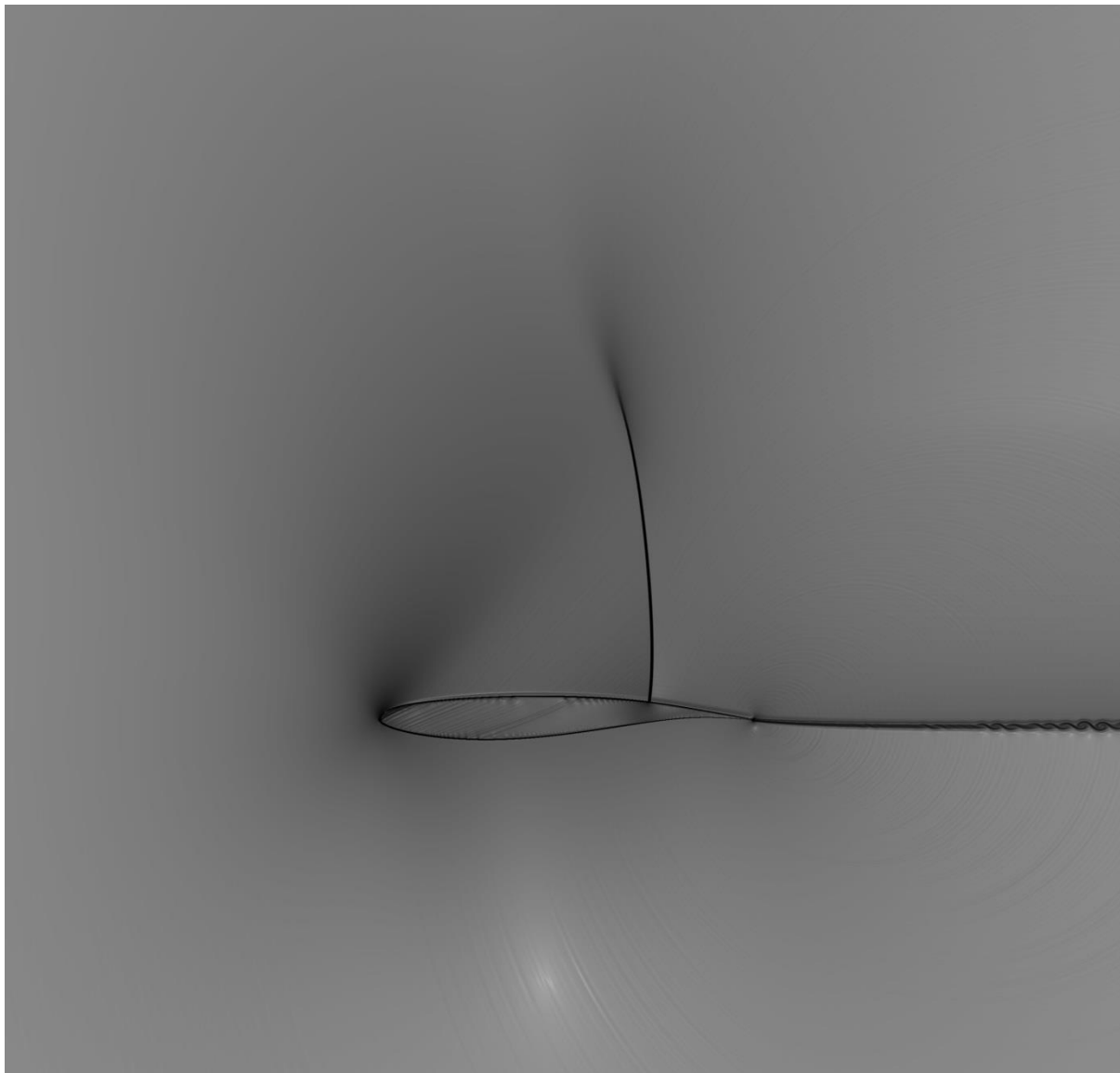


Figura 5-5: Visualização com 160000 iterações

Repetidas as condições experimentais de início de *buffet*, o fenômeno não foi reproduzido na simulação do caso 1. Considerando a posição do choque em relação a corda, no caso 1 aproximadamente $0,7 x/c$, notou-se uma distância considerável com os dados experimentais, nos quais a posição do choque numa condição de pré *buffet* é aproximadamente $0,5 x/c$. Essa diferença deveu-se, provavelmente, a ausência de efeitos viscosos.

5.1.3 Caso 2 – *euler_solver*

No segundo caso, a resolução de volumes de controle sobre a corda foi dobrada para 2000. Para não se exceder a capacidade computacional disponível, a malha regular foi diminuída, passando a ter $2,5c \times 1,5c$, totalizando $1,5 \times 10^7$ volumes de controle. O bordo de ataque foi posicionado no ponto $(0,5c; 0,5c)$. Todos os demais parâmetros foram inalterados. Um dos objetivos era verificar se a resolução afetaria a resposta do escoamento, principalmente em relação às interações no bordo de fuga. De modo geral, buscou-se as condições ideais para simular o *buffet* transônico, levando sempre em consideração o custo computacional de cada hipótese.

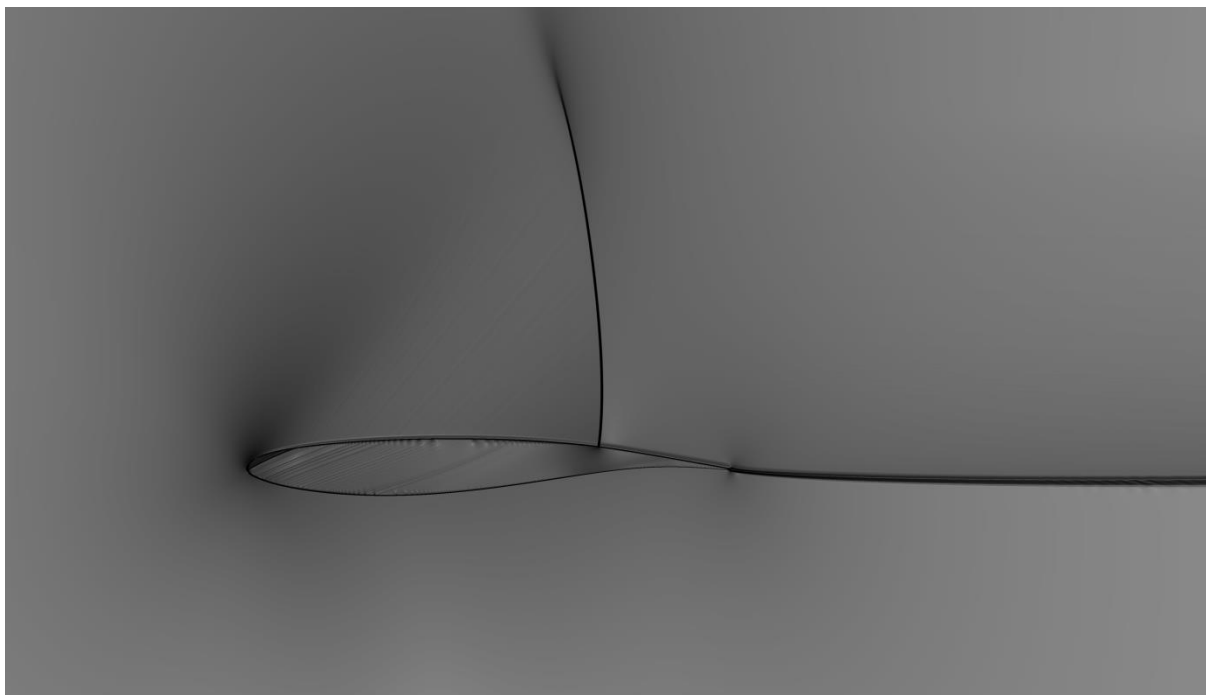


Figura 5-6: Visualização com 170000 iterações

A Figura 5-6 mostra a simulação com o dobro da resolução utilizada no caso 1. A estrutura da onda de choque não sofreu alterações consideráveis. Entretanto, as ondas com origem no bordo de fuga, devido ao ruído auto-induzido, aparecem muito discretamente nessa visualização. A esteira de vorticidade desenvolveu-se menos. As diferenças observadas não foram consideradas relevantes a ponto de justificar a utilização da resolução de 2000 volumes de controle sobre a corda.

5.1.4 Caso 3 – *euler_solver*

A principal característica deste caso é o aumento do ângulo de incidência α de $3,5^\circ$ para $7,0^\circ$. O objetivo era exagerar a condição necessária para o aparecimento de *buffet*. A malha utilizada voltou a ser $3c \times 3c$, com 1000 volumes de controles sobre a corda.

Na visualização abaixo (Fig 5-7), com somente 10000 iterações, o escoamento ainda estava sendo acelerado e possuía características transientes. O escoamento era subsônico pois não havia velocidades supersônicas locais. Notou-se uma inclinação da esteira de vorticidade devido ao aumento do ângulo de incidência.

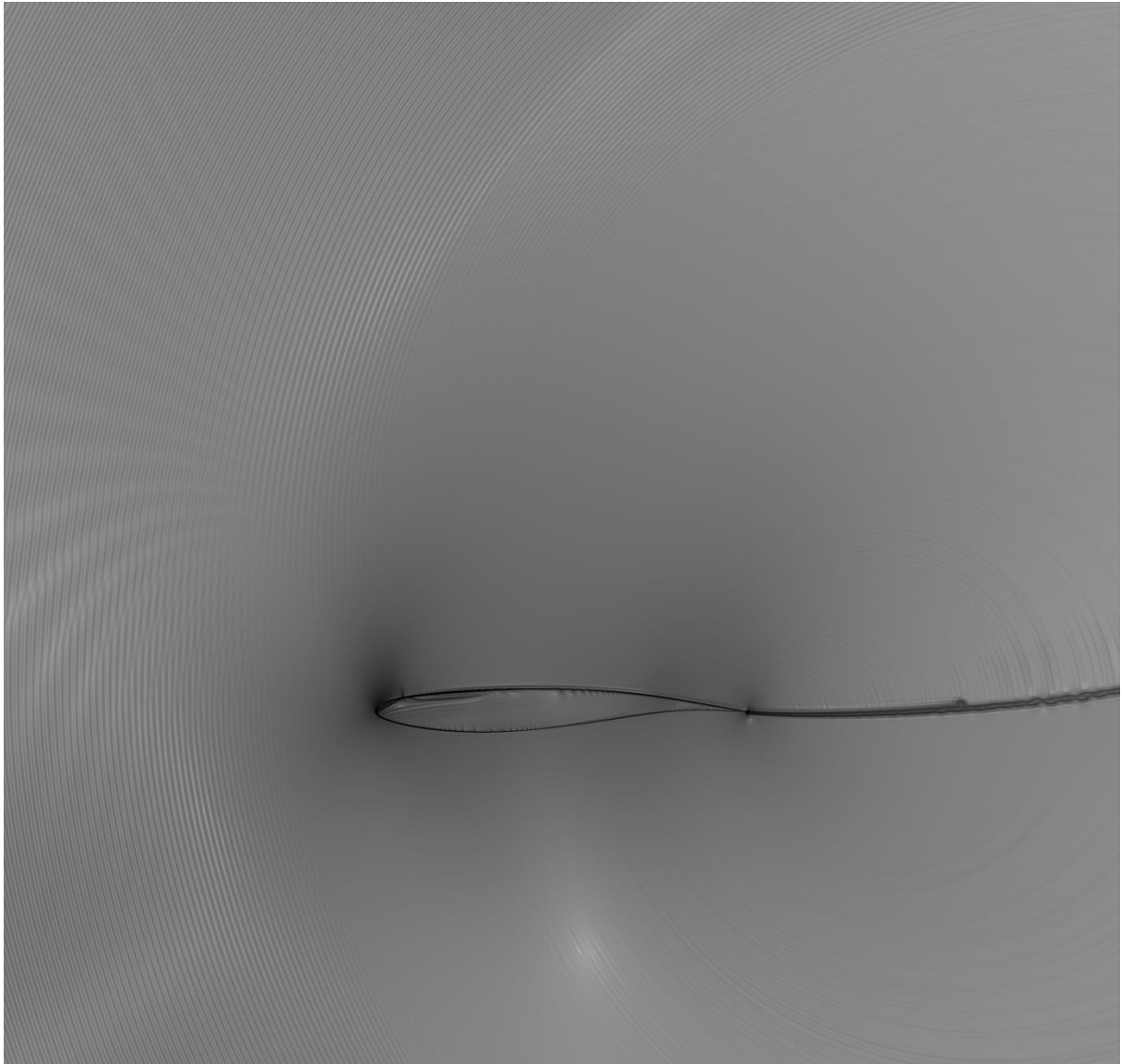


Figura 5-7: Visualização com 10000 iterações

Na visualização abaixo (Fig. 5-8), após 80000 iterações, o escoamento está plenamente desenvolvido. Em comparação ao caso no qual o ângulo de ataque era $3,5^\circ$, tem-se uma onda de choque mais intensa e maior, com comprimento maior que a corda do aerofólio. As outras características não sofreram mudanças significativas, ou seja, mesmo com $\alpha = 7,0^\circ$ não ocorreu oscilação do choque. Este fato é forte indício de que os efeitos viscosos são essenciais no fenômeno do *buffet* transônico.

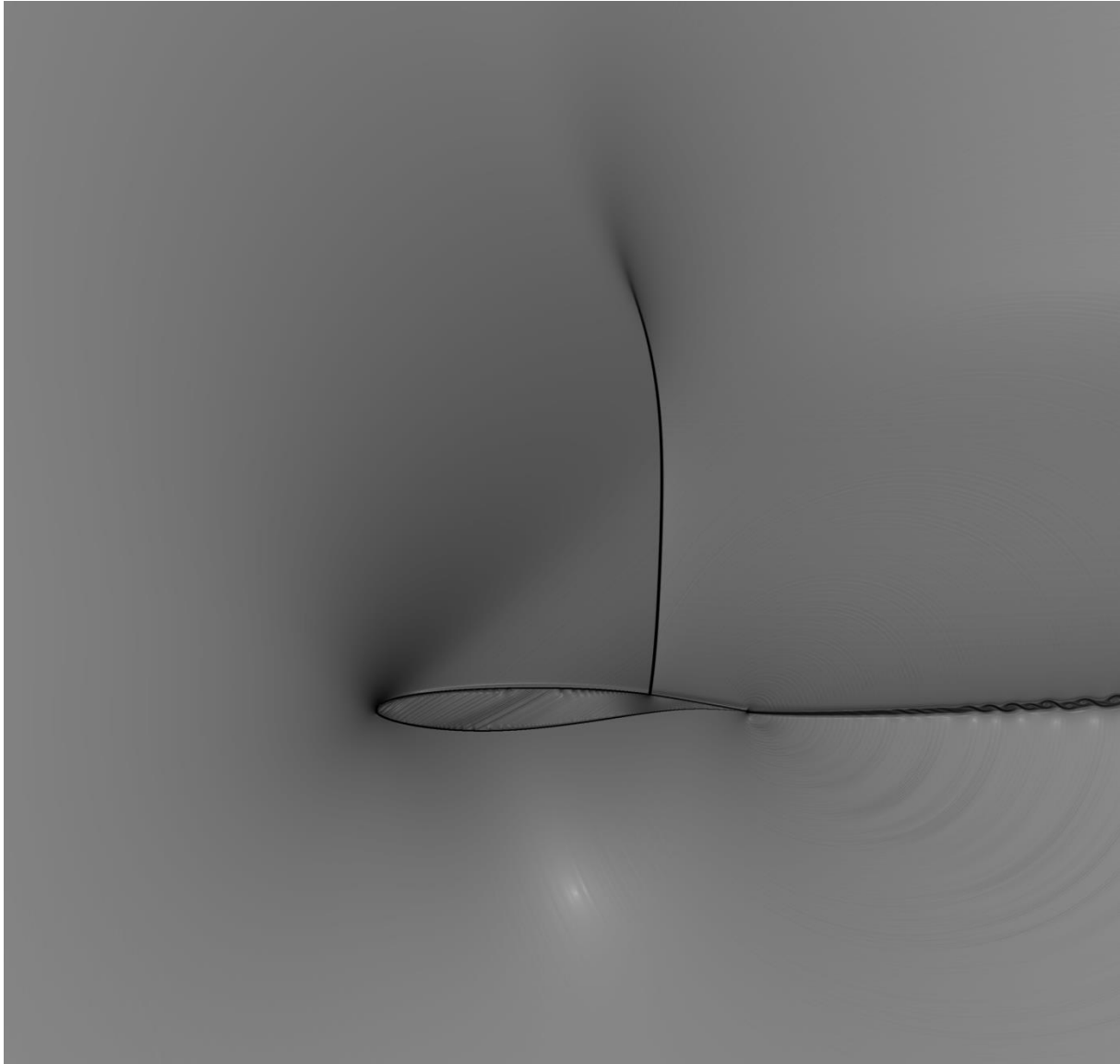


Figura 5-8: Visualização com 80000 iterações

5.1.5 Caso 4 – *euler_solver*

No quarto caso, a malha computacional foi alterada com o intuito de privilegiar a região da esteira de vorticidade. O objetivo era determinar se os efeitos do desenvolvimento da esteira propagavam-se a montante, podendo interferir nas interações do bordo de fuga e na onda de choque. Com $\alpha = 3,5^\circ$, a malha utilizada tinha dimensões $5c \times 3c$, totalizando $1,5 \times 10^7$ volumes de controle.

Em ambas as visualizações deste caso, o comportamento que se destacou foi uma extensa faixa a jusante do choque e acima da esteira de vorticidade. Essa faixa surgiu do efeito não homogêneo que a onda de choque produz no escoamento. Cada linha de corrente sofre diferentes transformações ao atravessar a onda de choque. Essas diferenças acabam interferindo na propagação das ondas devido ao ruído auto-induzido, sendo essa interferência mais impactante quanto mais distante da fonte, o bordo de fuga, for. É importante frisar que esse comportamento está presente em todos os casos

simulados, entretanto foi mais marcante nesta visualização ampliada da área de desenvolvimento da esteira.

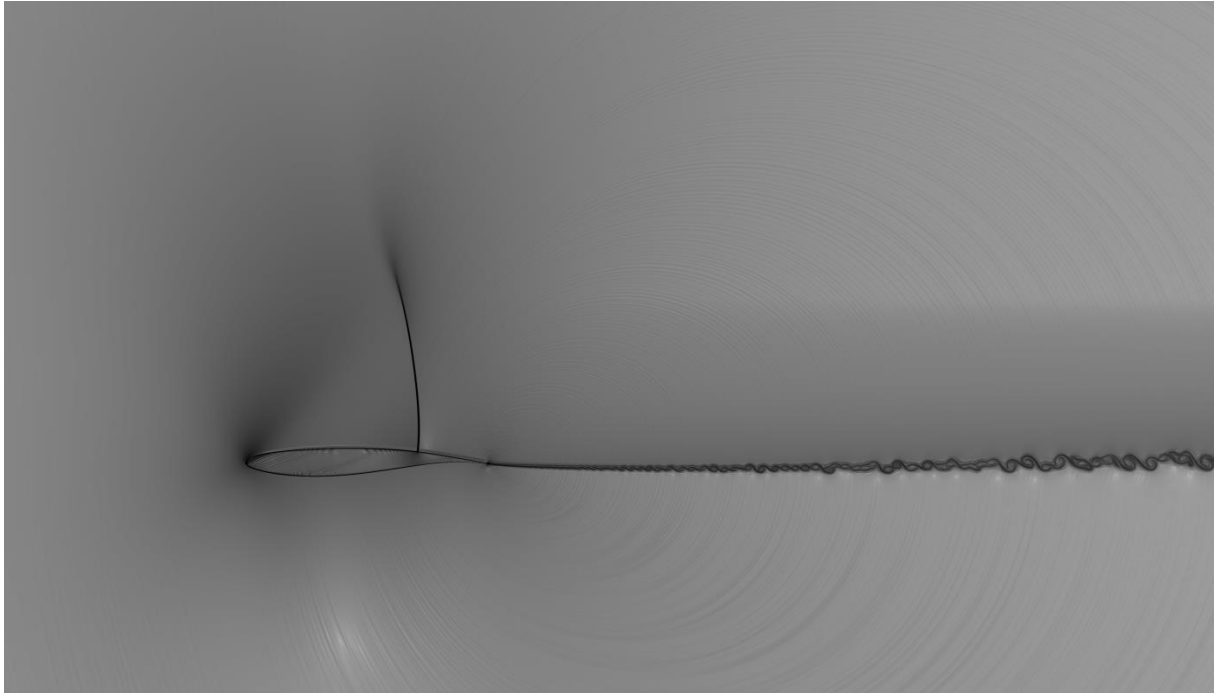


Figura 5-9: Visualização com 60000 iterações

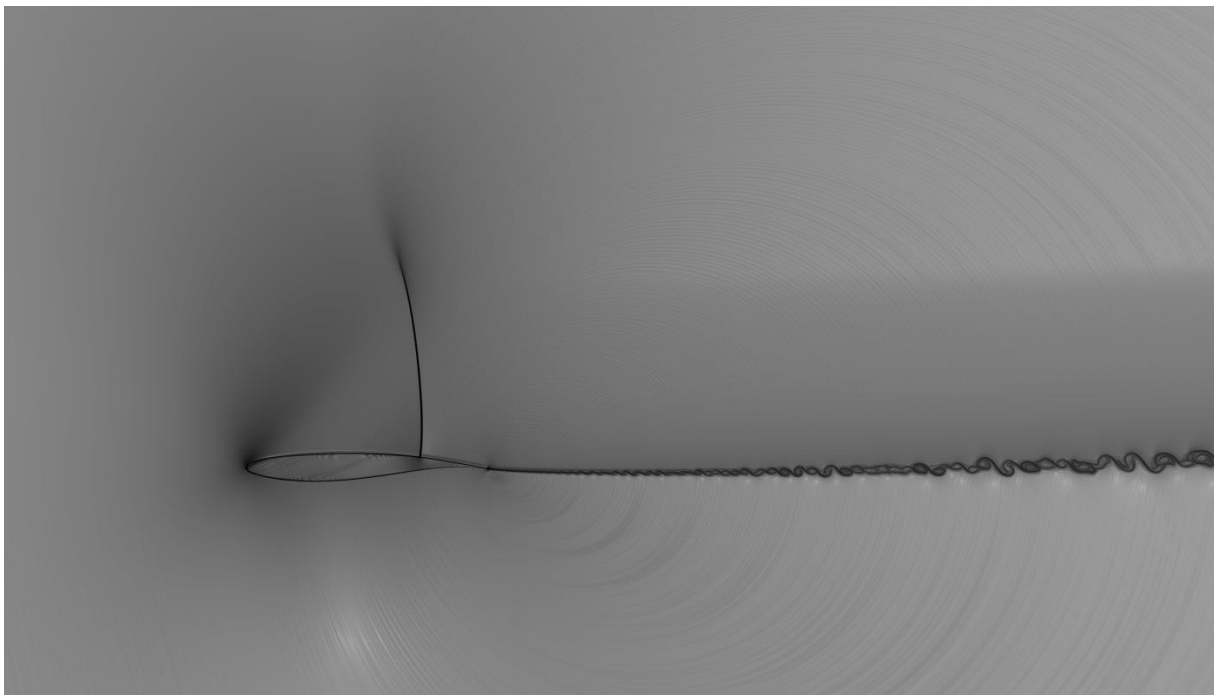


Figura 5-10: Visualização com 110000 iterações

Pôde-se concluir neste quarto caso que o desenvolvimento da esteira a jusante não tem interferência relevante na estrutura da onda de choque.

5.1.6 Caso 5 – *navier_stokes_solver*

Já durante o Projeto de Graduação 2, contabilizando os efeitos viscosos, o perfil OAT15A foi novamente utilizado na simulação. A evolução óbvia para uma simulação utilizando as equações de Euler é realizar uma simulação com efeitos viscosos laminar. Apesar de ter sido realizada a simulação para a condição de $M_{ref} = 0,73$ e $\alpha = 3,5^\circ$, este caso, no qual $\alpha = 0^\circ$, apresenta resultados muito semelhantes. Além de contribuir no esclarecimento das grandes diferenças de magnitude entre os experimentos e a simulação sem transição da camada limite.

Inicialmente, com 25000 iterações (Fig. 5-11), notou-se a formação de ondas de choque tanto no extradorso como no intradorso. A camada limite laminar está colada. O ruído auto-induzido é nítido e sofre interferência oriunda das instabilidades geradas na esteira.

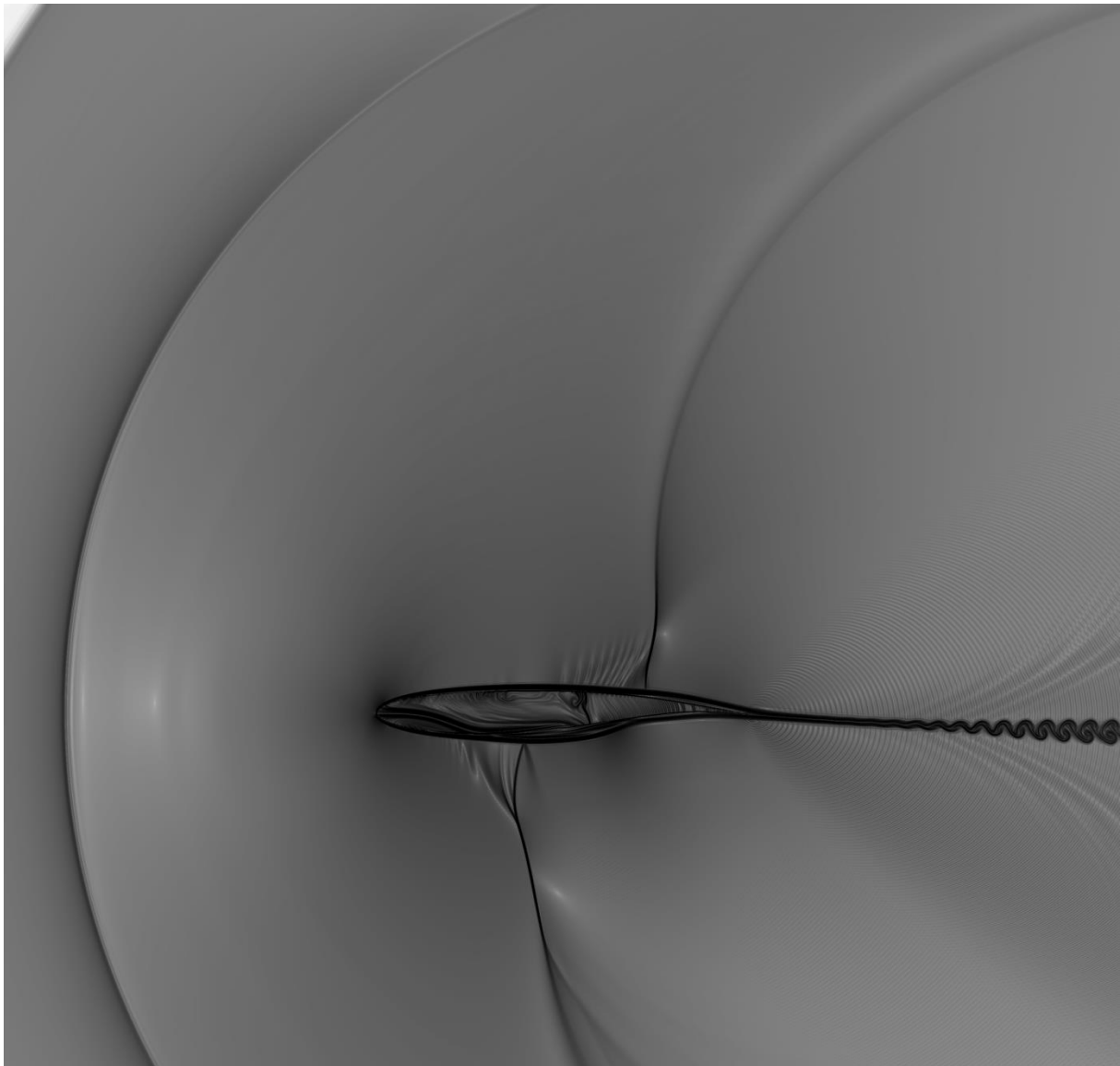


Figura 5-11: Visualização com 25000 iterações

Com 35000 iterações (Fig. 5-12), as ondas de choque induzem a separação da camada limite, que fica bem caracterizada. Assim, a espessura efetiva do aerofólio é aumentada, o que gera maior arrasto devido à diferença de pressão. As ondas de choque deslocam-se em direção ao bordo de ataque.

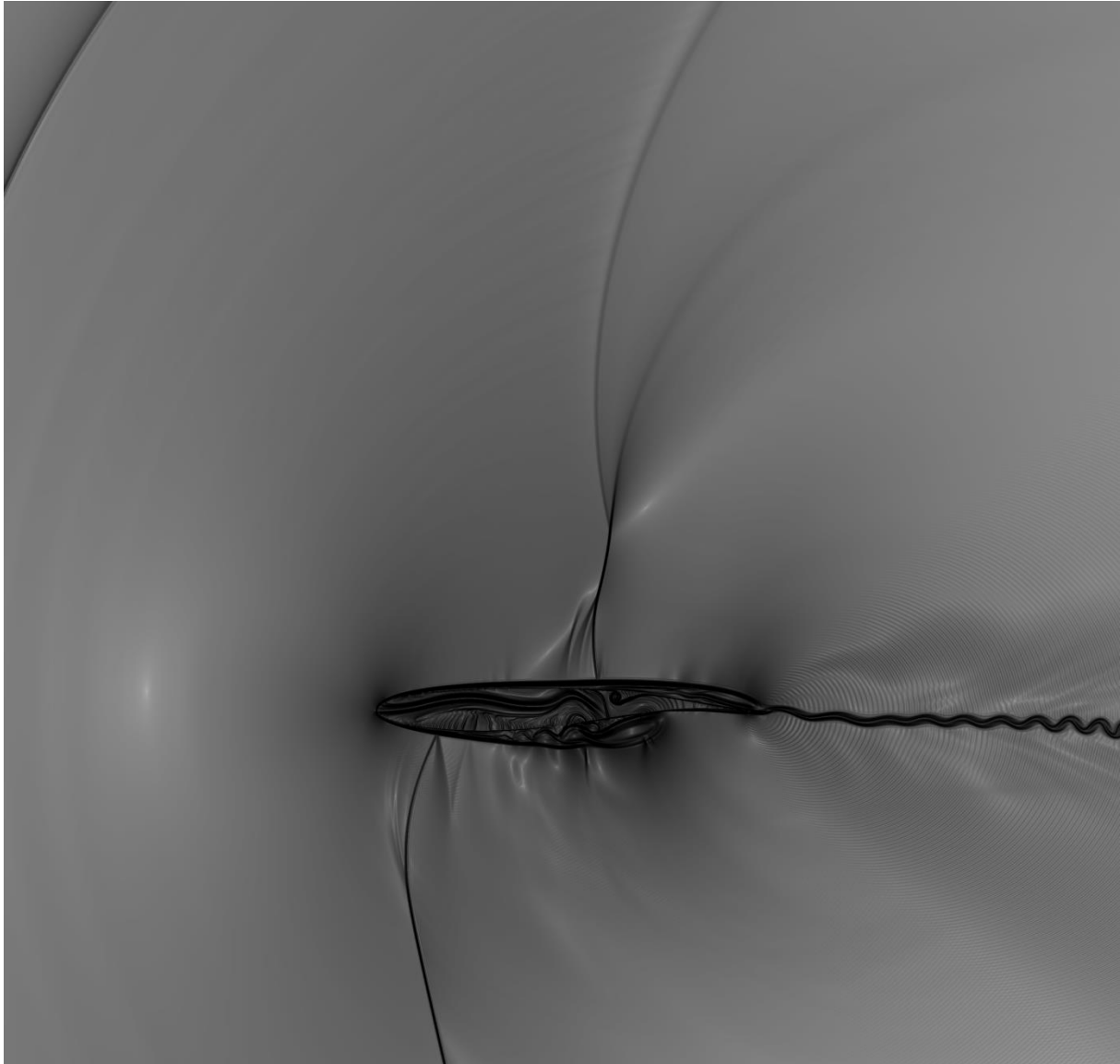


Figura 5-12: Visualização com 35000 iterações

Com 65000 iterações (Fig. 5-13), o fenômeno do *buffet* já foi iniciado e de forma extremamente intensa. As camadas limites geram vórtices que, por sua vez, induziram a formação de novas ondas de choque. Essa formação de ondas de choque escancarou as diferenças entre o *buffet* transônico turbulento, descrito por Jacquin et al. (2005) e conseguido por meio da utilização de um instrumento transicionador da camada limite, e o *buffet* laminar, no qual as intensidades são muito

superiores. Essa simulação indica também uma alteração no envelope de *buffet* do aerofólio para a condição laminar, já que com $\alpha = 0^\circ$ não há ocorrência de *buffet* no caso turbulento. As ondas de ruído auto-induzido interagiram de forma significativa na propagação das ondas de choque e na esteira de vorticidade.

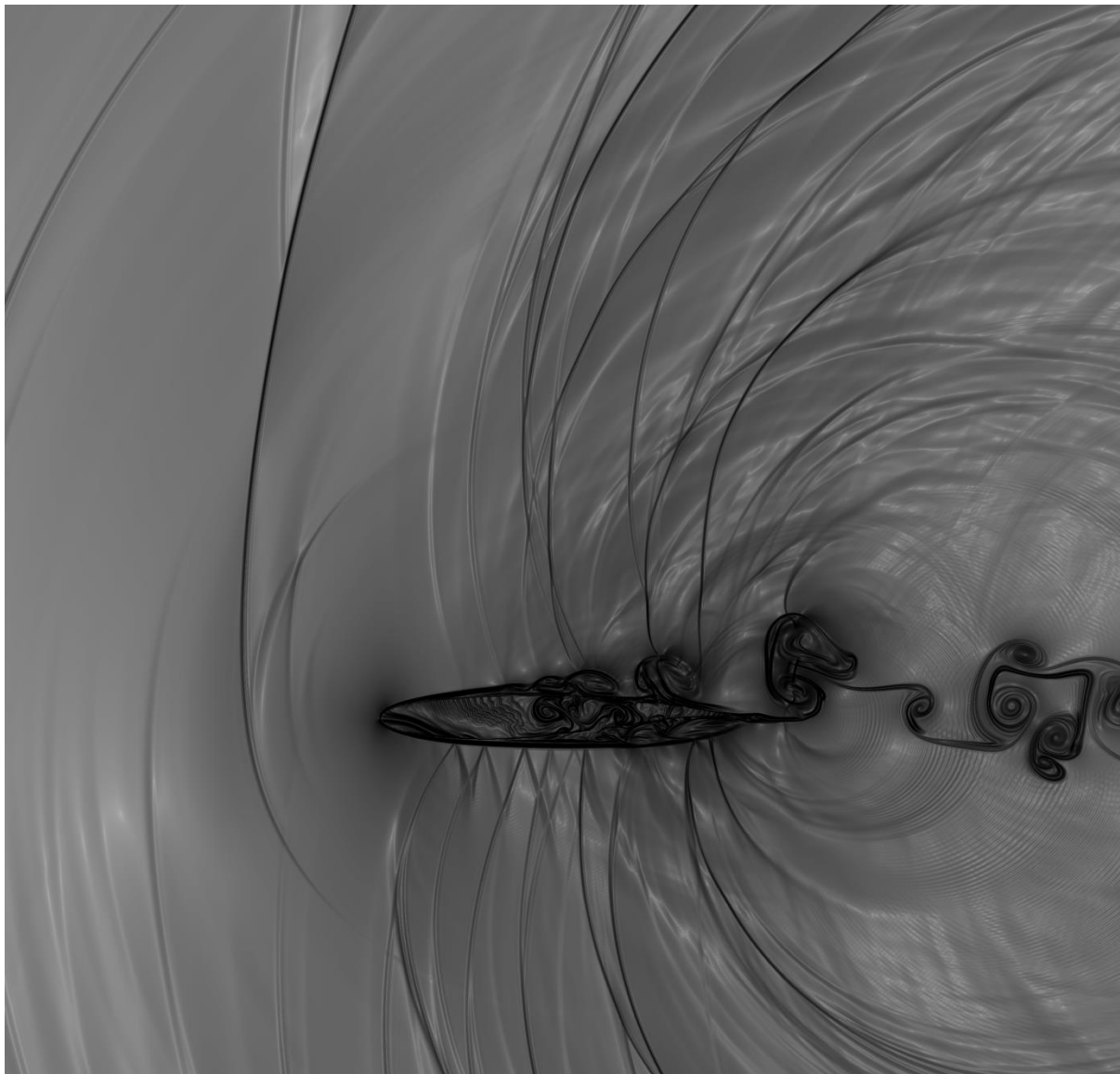


Figura 5-13: Visualização com 65000 iterações

A Figura 5-14, com a visualização de 105000 iterações manteve o padrão da visualização anterior. Porém, o intradorso mostrou uma tendência de intensificação da separação, enquanto que o extradorso pareceu estar sofrendo um processo de recolamento semelhante ao descrito no caso turbulento.

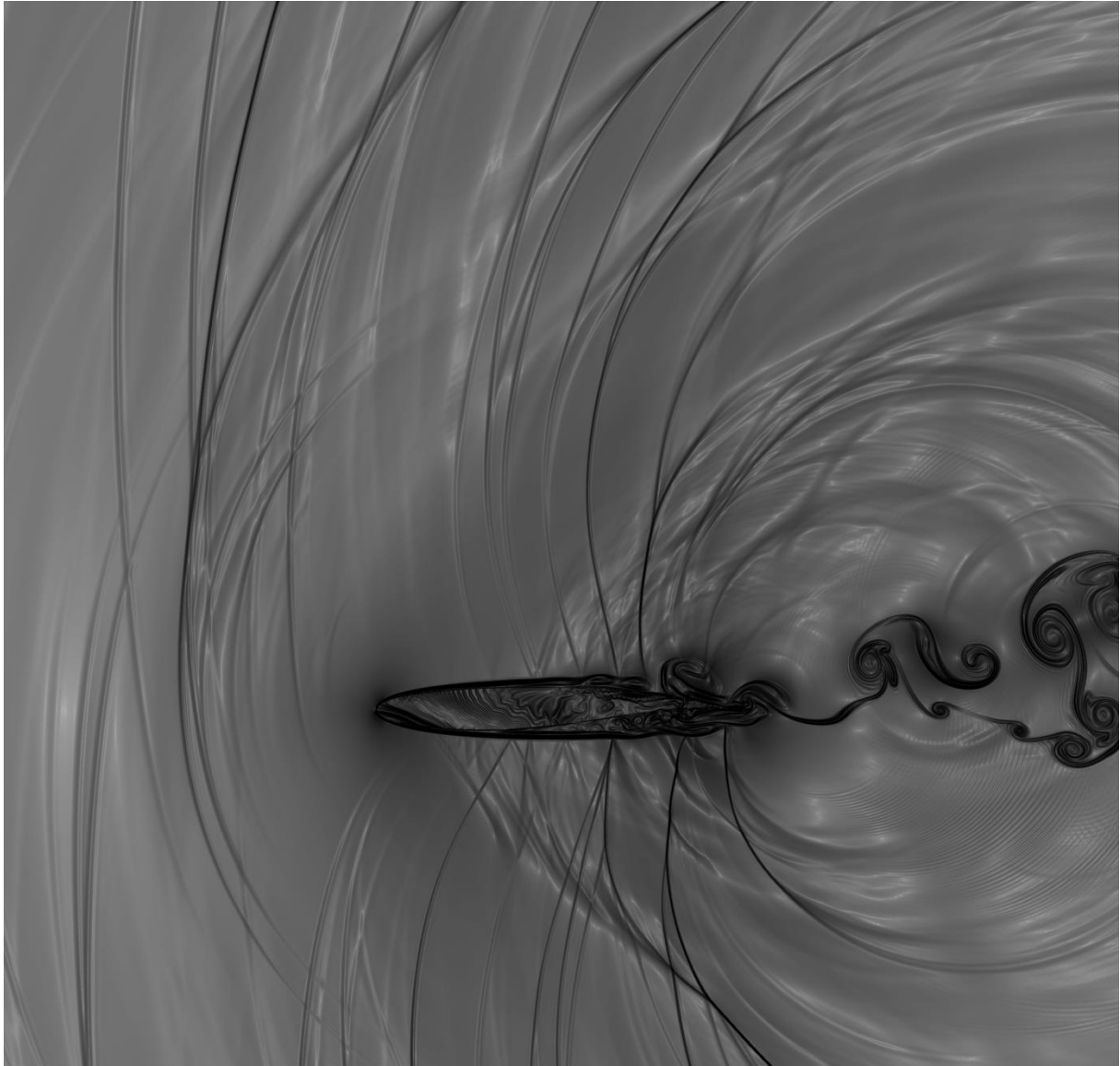


Figura 5-14: Visualização com 105000 iterações

Na visualização seguinte (Fig. 5-15, 130000 iterações), as tendências de separação e recolamento, em uma versão muito mais instável que no caso turbulento, continuam. Parece haver também uma onda de choque principal sobre o aerofólio, próximo ao bordo de fuga.

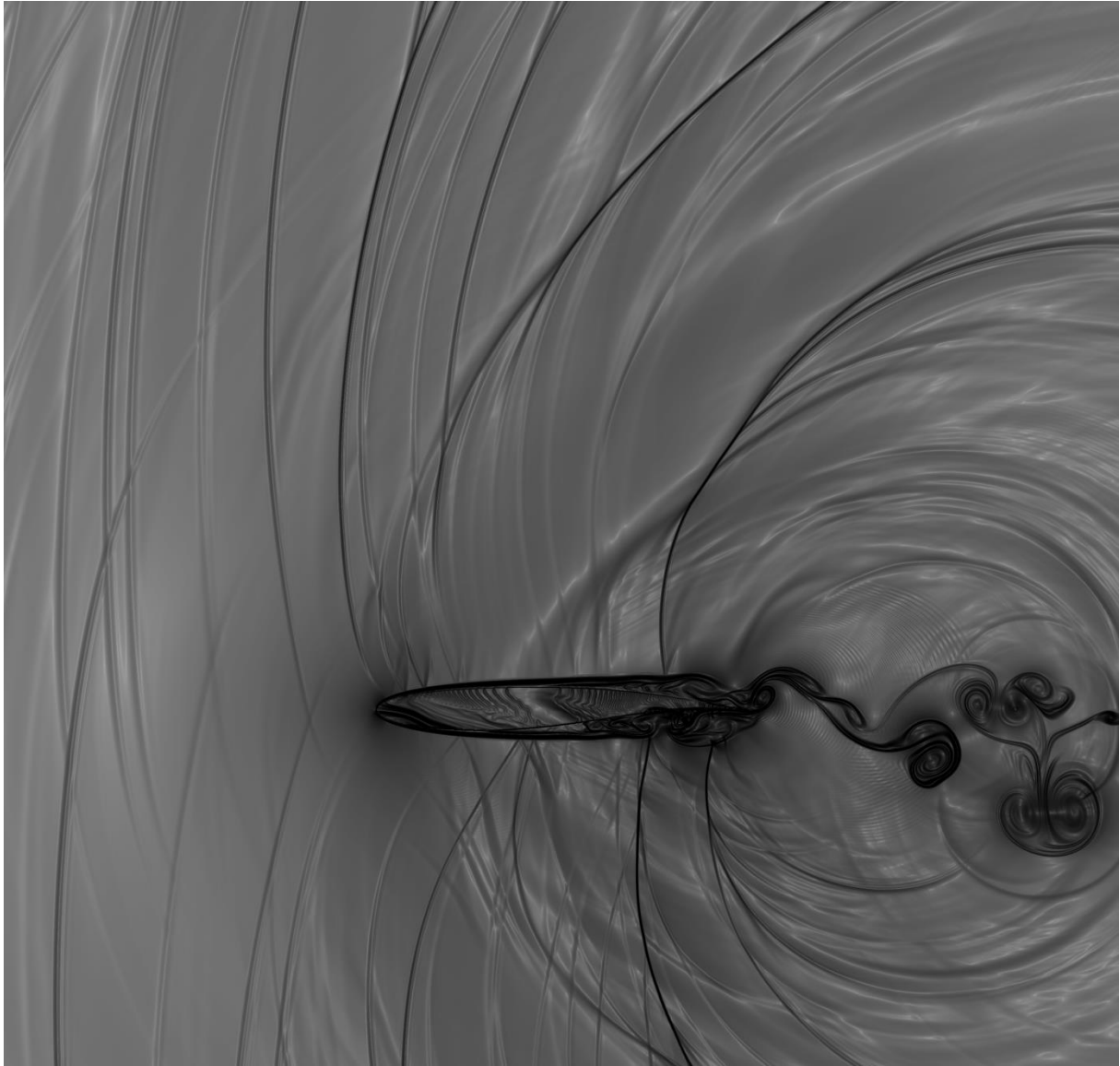


Figura 5-15: Visualização com 130000 iterações

Finalmente, a Fig. 5-16, 165000 iterações, mostrou uma predominância de instabilidades no intradorso.

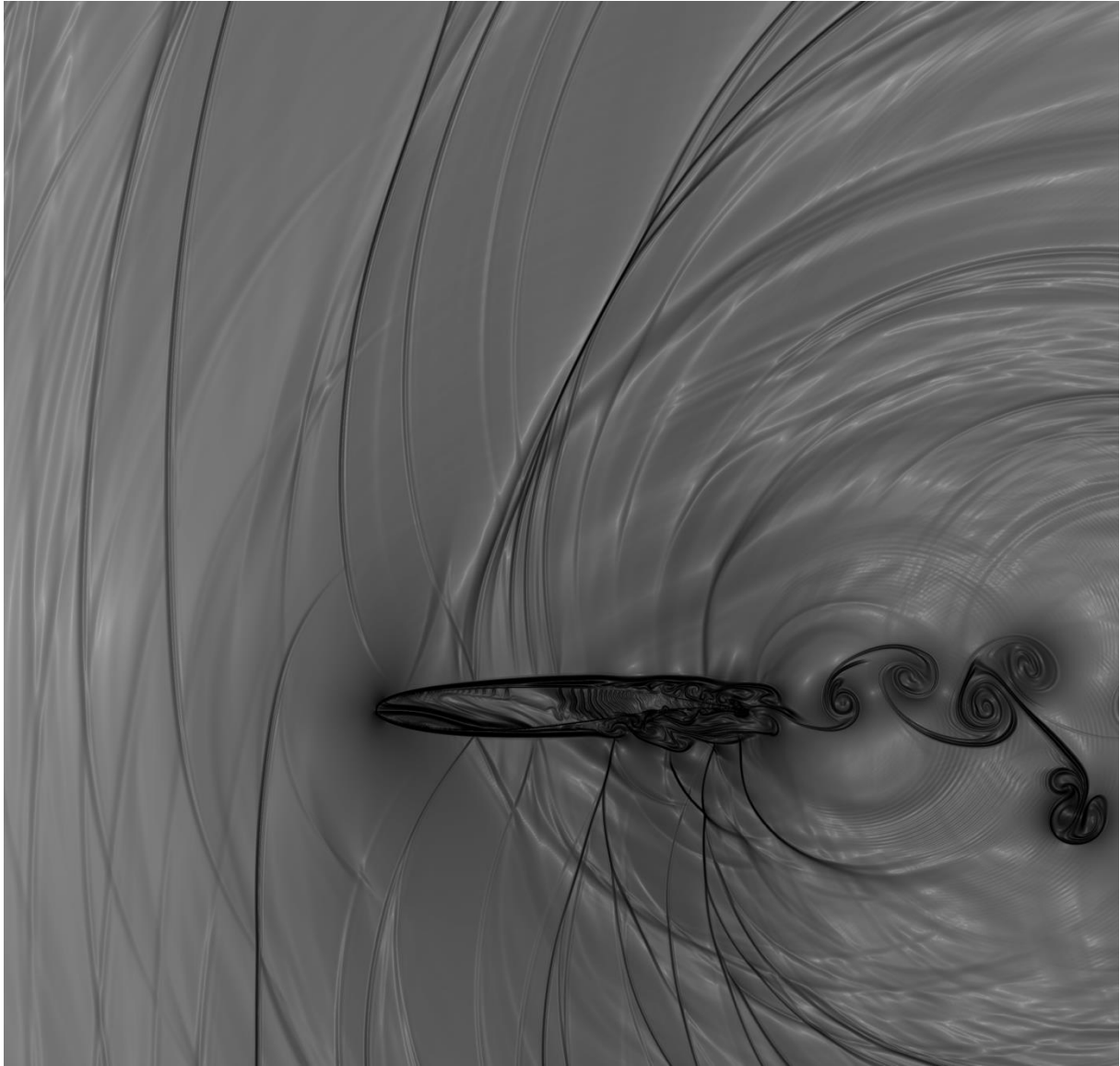


Figura 5-16: Visualização com 165000 iterações

5.2 BACNLF

A escolha de um outro modelo de aerofólio tornou-se interessante a medida em que ficou clara a intensidade do *buffet* transônico laminar, detalhada no caso cinco. Um aerofólio desenhado para aplicações de escoamento laminar natural sugeria uma reação diferenciada. Por isso, o BACNLF, desenvolvido pela Boeing na década de 1970, foi escolhido.

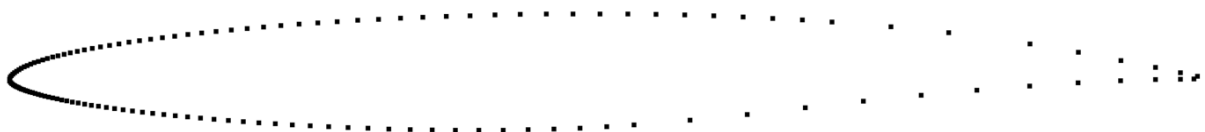


Figura 5-17: Pontos disponíveis da geometria do BACNLF



Figura 5-18: Comparativo OAT15A (azul) e BACNLF (preto)

A Figura 5-18 compara o perfil dos aerofólios utilizados nas simulações. Nota-se uma espessura relativa inferior no modelo BACNLF e uma região mais extensa, próxima ao bordo de ataque, na qual o gradiente de pressão é favorável. O intradorso é suavizado e a posição de espessura máxima, em relação à corda, é recuada.

5.2.1 Caso 6 – *navier_stokes_solver*

A redução dos arrastos de fricção e de pressão viscosa resultante das características do escoamento laminar pode produzir uma melhoria significativa no desempenho aerodinâmico. Neste caso, o aerofólio BACNLF foi submetido às mesmas condições nas quais o perfil OAT15A foi simulado no caso cinco, ou seja, $M_{ref} = 0,73$ e $\alpha = 0^\circ$.

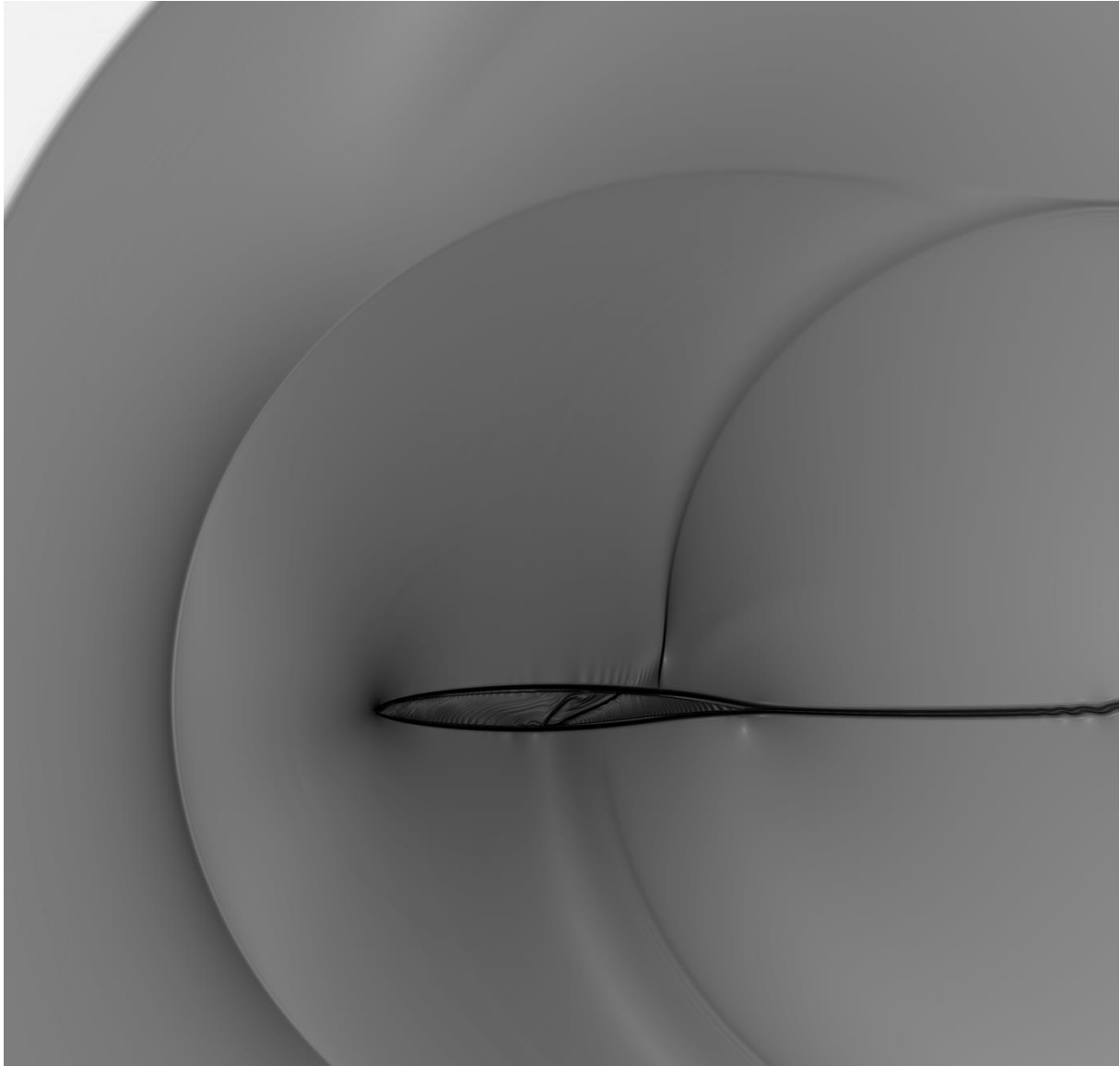


Figura 5-19: Visualização com 20000 iterações

Na Figura 5-19 (20000 iterações), representando um transiente inicial, já havia o surgimento de uma onda de choque próxima ao bordo de fuga. A camada limite laminar estava colada. Neste caso, com intervalos menores de iterações entre as visualizações, ficaram mais nítidas as gerações de instabilidades.

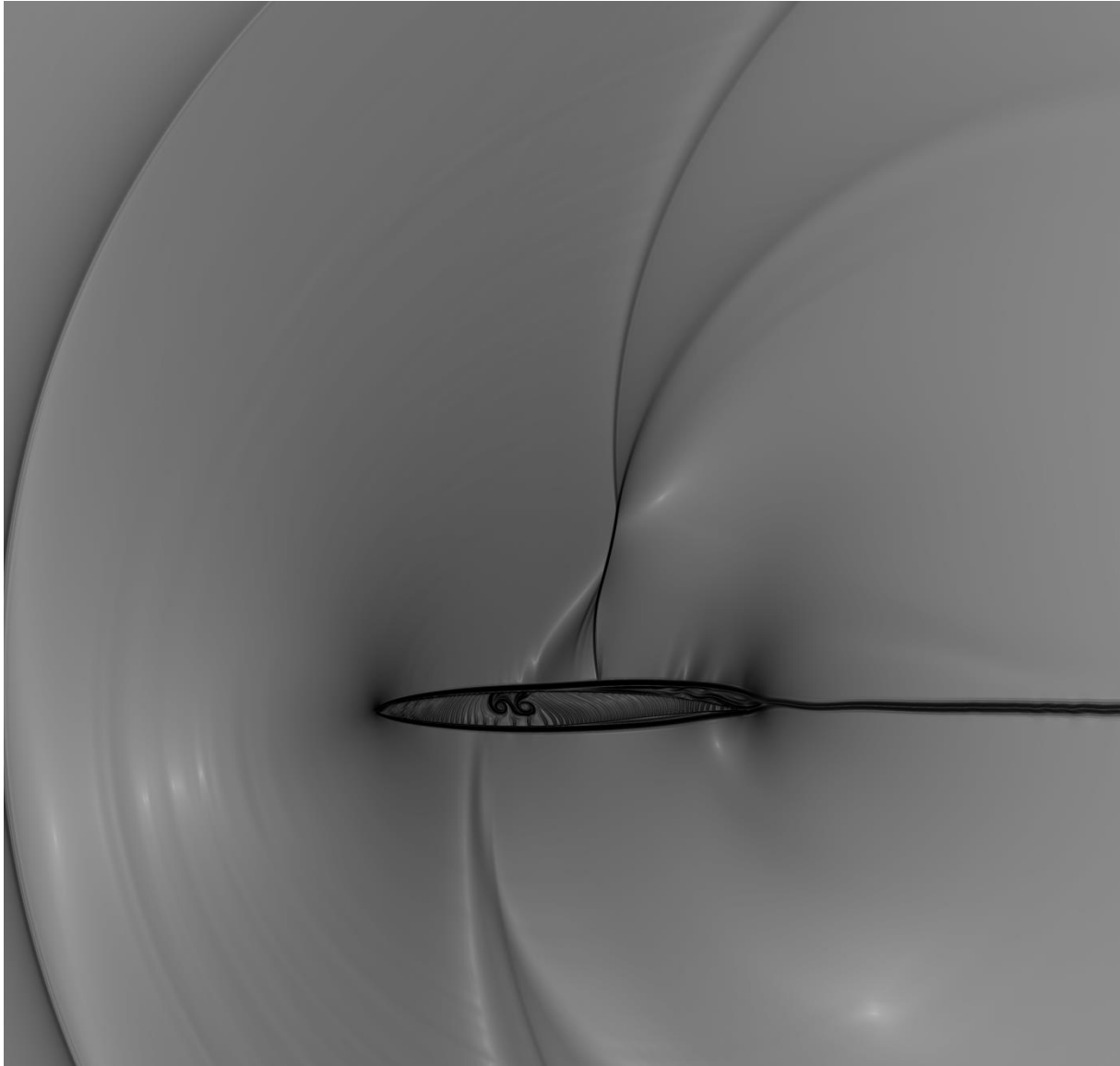


Figura 5-20: Visualização com 30000 iterações

Na imagem seguinte (Fig. 5-20, 30000 iterações), notou-se o deslocamento da onda de choque a montante e seu aumento de intensidade. Além disso houve um princípio de descolamento da camada limite próximo ao bordo de fuga no extradorso. A suavização do intradorso, em relação ao perfil OAT15A, fez com que a separação nessa superfície não ocorresse.

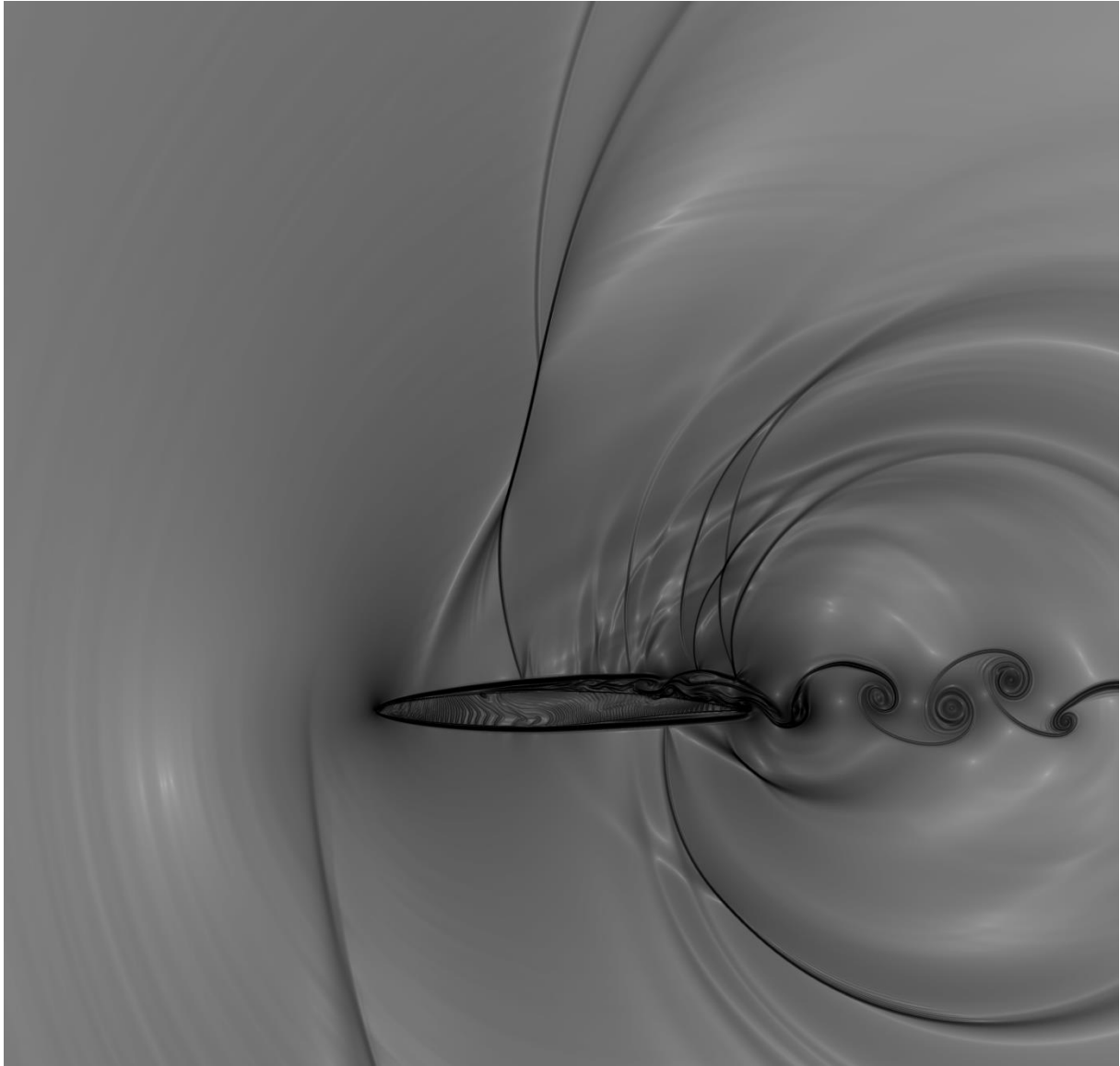


Figura 5-21: Visualização com 40000 iterações

Após 40000 iterações (Fig. 5-21), a onda de choque inicial continuou se movimentando a montante. Os vórtices gerados na região de separação próxima ao bordo de fuga originaram novas ondas de choque. No intradorso, houve a geração de uma onda de choque de intensidade ainda moderada que não foi capaz de promover o descolamento do escoamento.

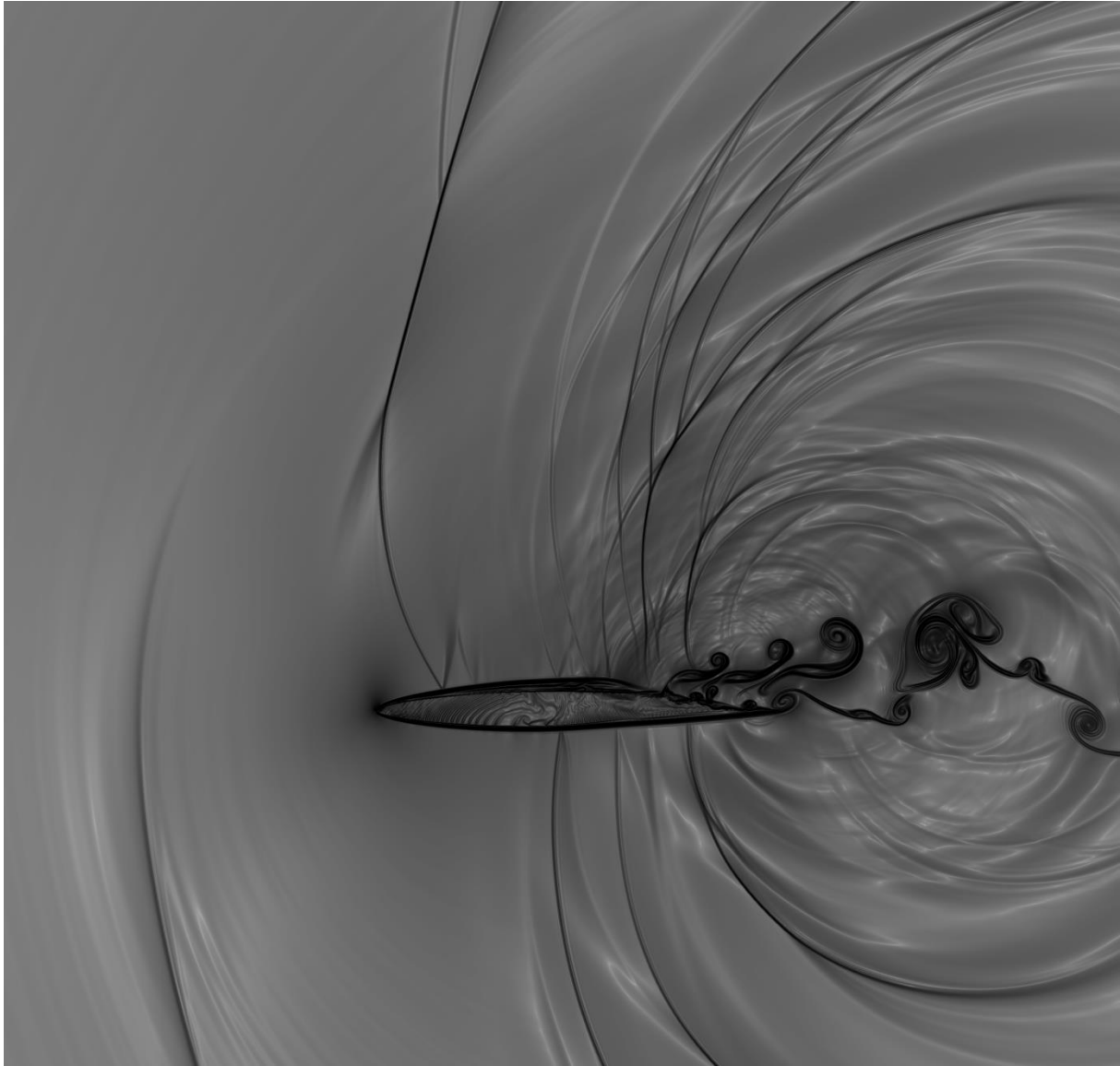


Figura 5-22: Visualização com 50000 iterações

Após 50000 iterações (Fig. 5-22), a onda de choque inicial continuou se movimentando a montante. No extradorso, percebeu-se uma tendência de recolamento. Foi possível perceber também uma intensa geração de ondas de pressão, na região do bordo de fuga, que acabam por excitar as ondas de choque.

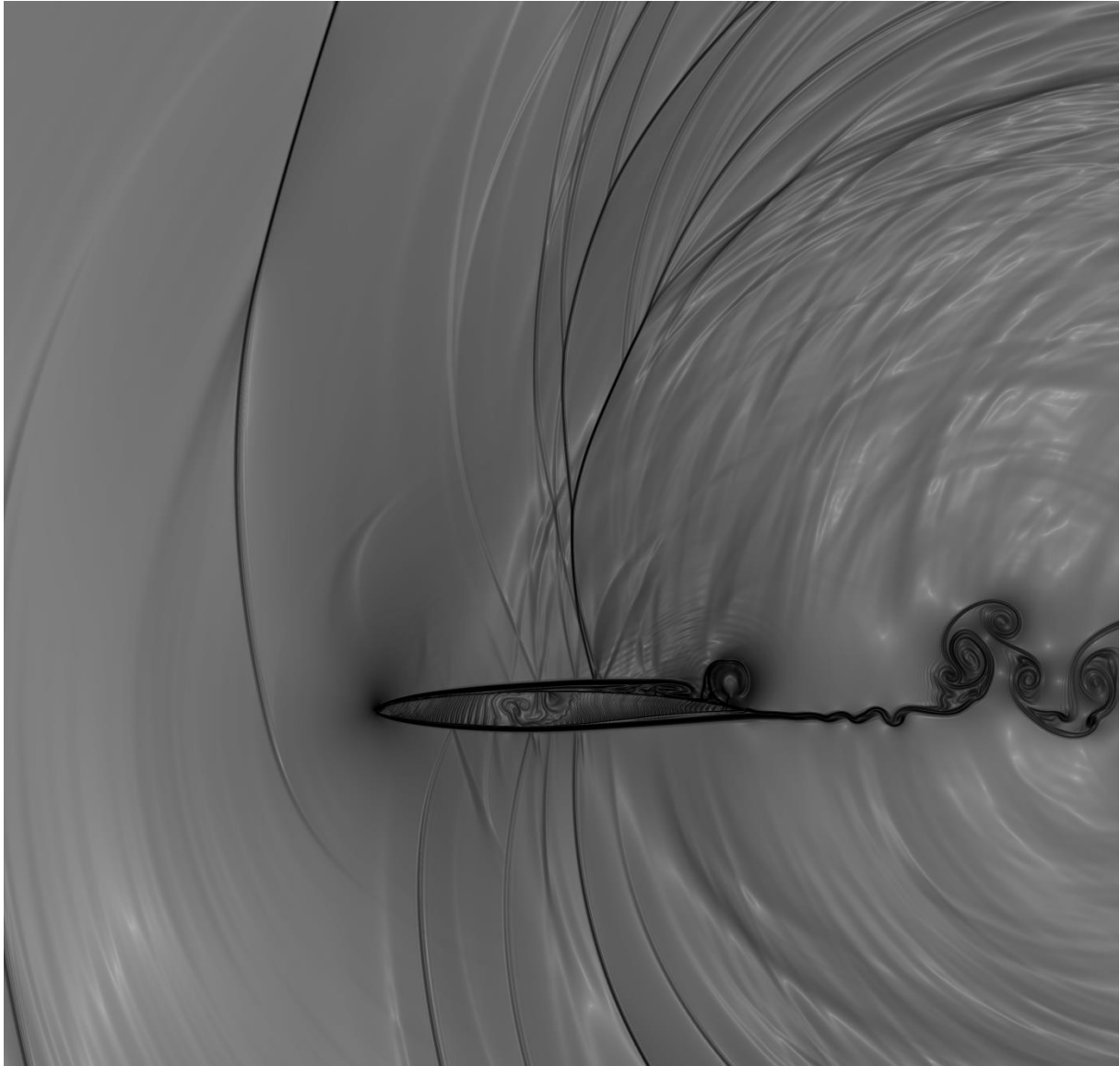


Figura 5-23: Visualização com 60000 iterações

Após 60000 iterações (Fig. 5-23), a onda de choque inicial extrapolou a superfície do perfil pelo bordo de ataque. Uma nova onda de choque principal se estabeleceu no extradorso, onde o recolamento se intensificou. No intradorso, nenhuma mudança significativa.

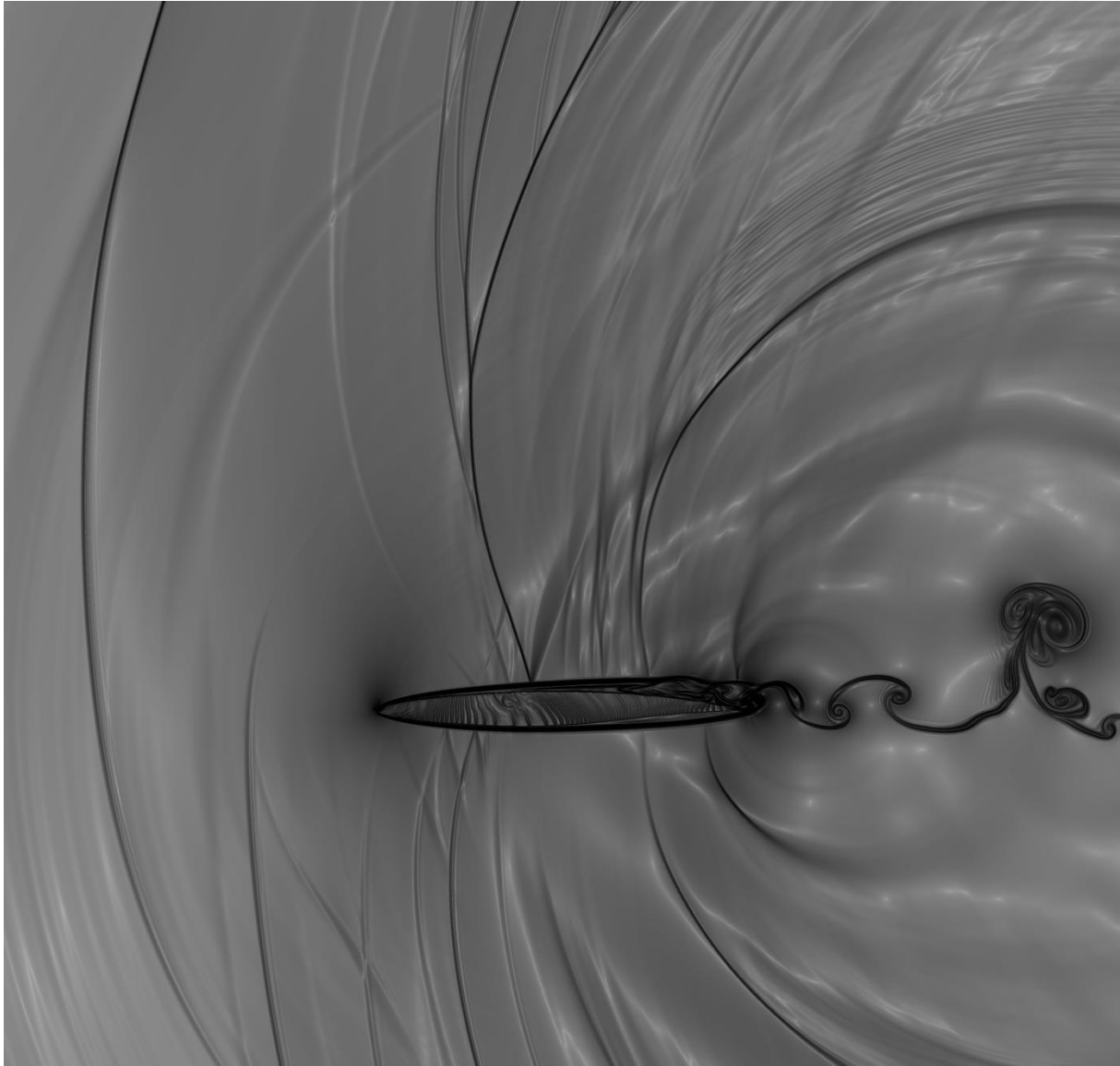


Figura 5-24: Visualização com 70000 iterações

Após 70000 iterações (Fig. 5-24), as ondas de choque continuaram se deslocando a montante, tanto no extradorso quanto no intradorso. Essa movimentação em sentido constante não é semelhante à relatada para o caso turbulento, no qual uma única onda de choque oscila numa determinada porção da corda. Uma possível explicação para tal diferença talvez seja o fato de que, as ondas de pressão geradas na região de separação próxima ao bordo de fuga, transfiram energia suficiente às ondas de choque para que elas deixem o aerofólio pelo bordo de ataque e não tendam a retornar em direção ao bordo de fuga. A tendência da camada limite se inverteu, sugerindo o início de um novo ciclo de *buffet*.

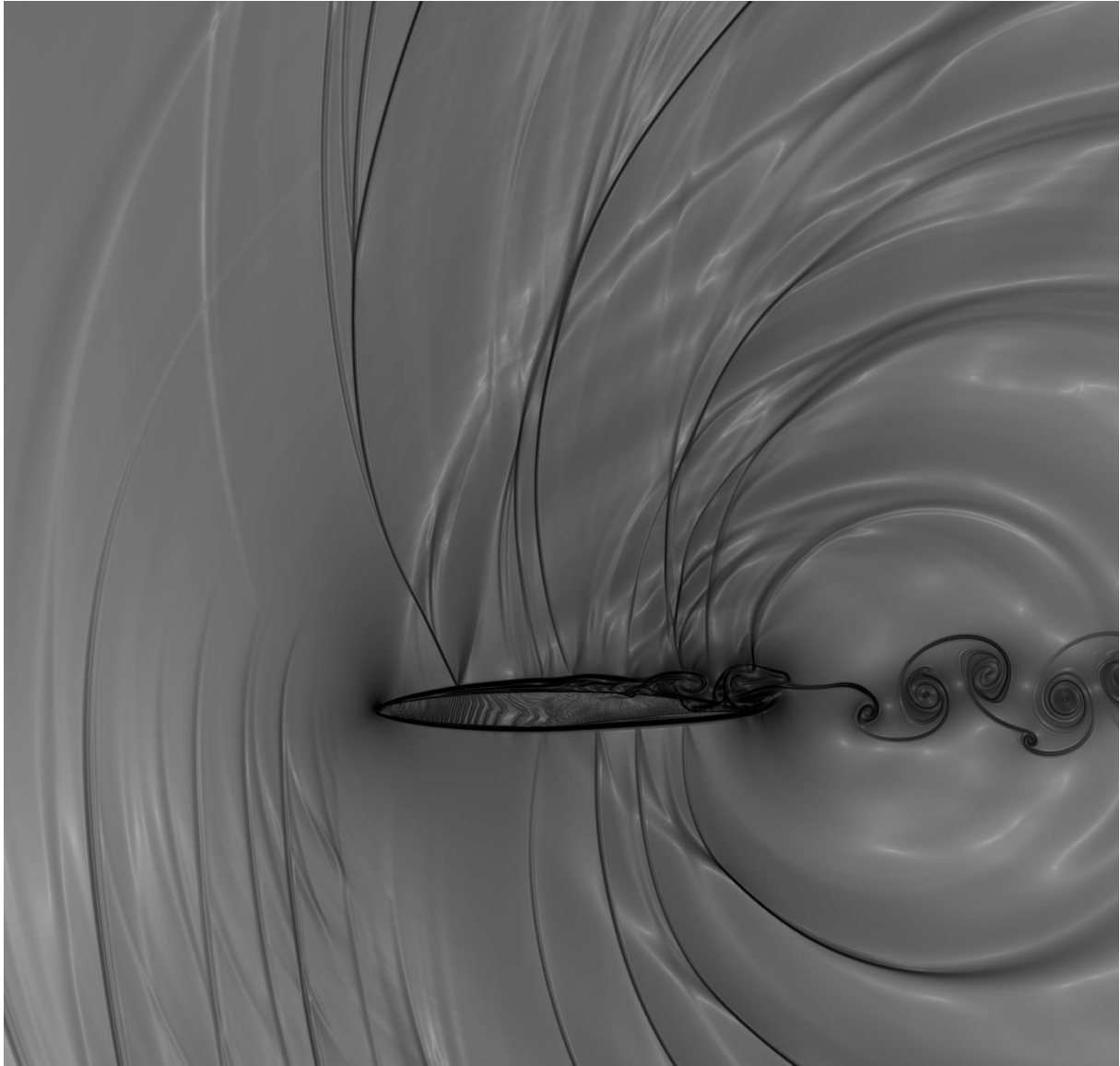


Figura 5-25: Visualização com 80000 iterações

Após 80000 iterações (Fig. 5-25), a geração de ondas de choque se intensificou, assim como a separação da camada limite no extradorso.

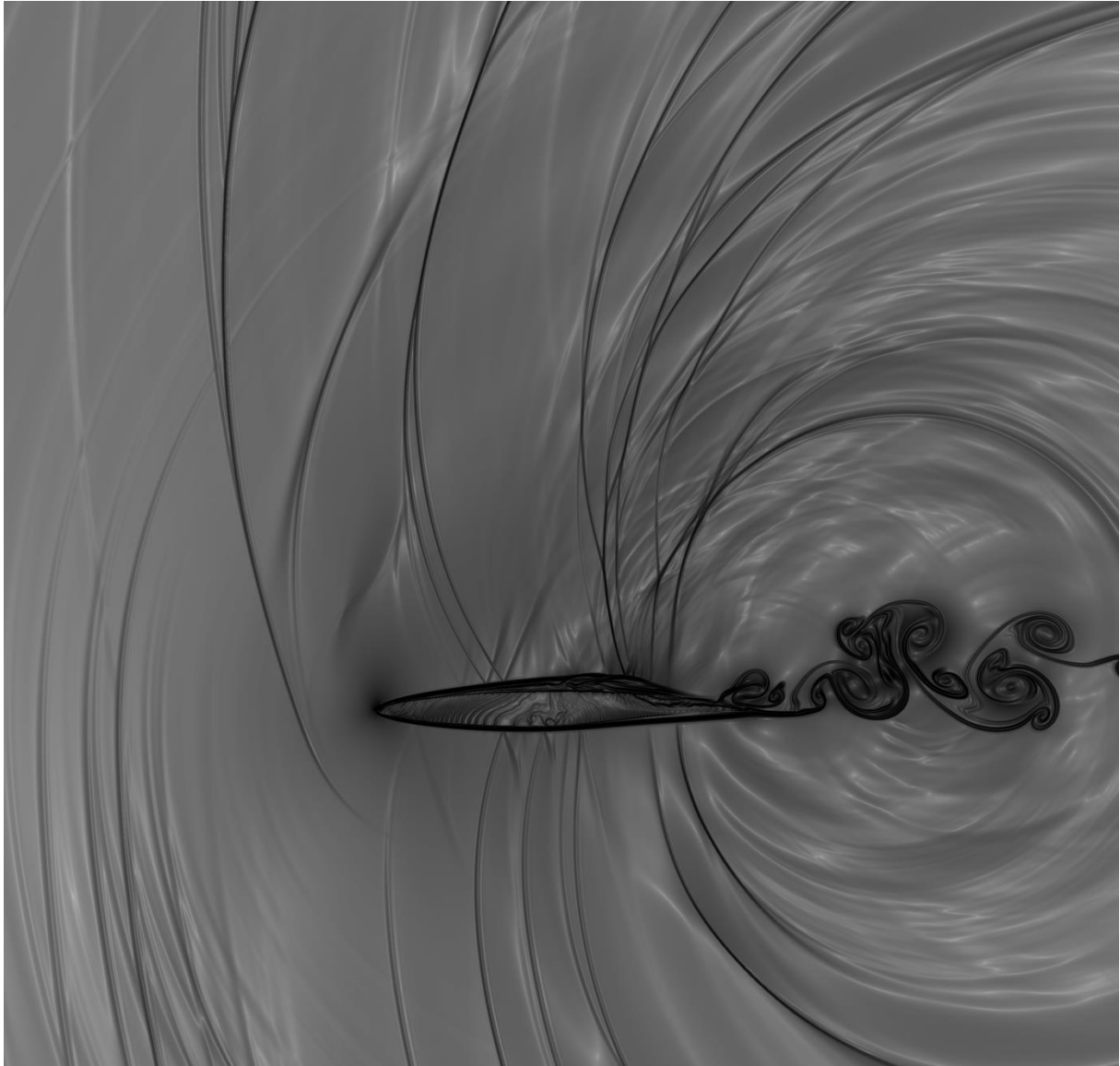


Figura 5-26: Visualização com 90000 iterações

Após 90000 iterações (Fig. 5-26), a tendência parece ser de recolamento novamente. A confirmação dessas tendências e outras questões pertinentes devem ser analisadas em estudos futuros.

6 CONCLUSÃO

O objetivo de simular o *buffet* transônico laminar foi alcançado. Além disso, a extensa lista de artigos que serviu como base da revisão bibliográfica deste trabalho apresenta as mais recentes contribuições de pesquisadores ao redor do mundo sobre o fenômeno. Claramente, trata-se de um problema em aberto. Além das contribuições teóricas, experimentais e numéricas, as simulações realizadas neste projeto de graduação servem como importante base para futuras simulações de *buffet* transônico laminar.

Primeiramente, concluiu-se que a tese defendida por Huang et al. (2011), de que os efeitos viscosos desempenham papel significativo na oscilação da onda de choque e na separação do escoamento está correta. Também foi constatada uma diferença substancial entre o fenômeno em sua forma turbulenta e sua forma laminar, sendo que nesta apresenta magnitudes muito superiores. Outra grande diferença foi percebida no envelope de *buffet*, mesmo que ainda precisem ser melhor determinados. Analogias também podem ser feitas, como, por exemplo, o fato de a camada limite separar e recolar. Porém, simulações mais longas, com mais iterações devem ser realizadas para chegar-se a conclusões mais precisas.

Finalmente, fica evidente a importância de efeitos tridimensionais como o *crossflow* para soluções como as de escoamento laminar natural, área de estudo a ser desenvolvida, assim como o melhor entendimento dos mecanismos envolvidos no *buffet* transônico.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- BECK, P. ARTHUR. *Análise Metodológica de Simulações de Escoamentos Turbulentos sobre Seções de Perfis Aerodinâmicos*. Rio Grande do Sul: Universidade Federal, 2010.
- BOEING COMMERCIAL AIRPLANE COMPANY. *Natural Laminar Flow Airfoil Analysis and Trade Studies*. Seattle, WA, 1979.
- BOBENRIETH MISERDA, R. F. et al. *Validation of a Moving-Body High-Order Immersed Boundary Method for Direct Tonal Noise Predictions of Rotor-Stator Interactions*. Brasília: Unb, Laboratório de Aeroacústica Computacional, AIAA, 2013.
- BRUCE, P.J.K.; BABINSKY, H.. *An Experimental Study of Transonic Shock/boundary Layer Interactions Subject to downstream Pressure Perturbations*. University of Cambridge, 2009.
- BRUNET, V. et al. *A complete experimental and numerical study of the buffet phenomenon over the OAT15A airfoil*. Toulouse, França: 40ème Colloque Aérodynamique Appliquée, 2005.
- CROUCH, J. D. et al. *Origin of transonic buffet on airfoils*. The Boeing Company, Seattle, USA; Saint Petersburg Polytechnic University, St Petersburg, Russia, 2009.
- DOOLAN, C. J. *A Review of Airfoil Trailing Edge Noise and its Prediction*. School of Mechanical Engineering, University of Adelaide, 2008.
- GARNIER, E.; DECK, S. *Large-eddy simulation of transonic buffet over a supercritical airfoil*. ONERA, Applied Aerodynamics Department, Meudon, França, 2006.
- GICQUEL, L. Y.M. *High performance parallel computing of flows in complex geometries*. Toulouse, França: CERFACS; IMFT, 2011.
- HARTMANN, A.; KLAAS, M.; SCHROEDER, W. *Time-resolved stereo PIV measurements of shock-boundary layer interaction on a supercritical airfoil*. Aachen, Germany: Institute of Aerodynamics, RWTH Aachen University, 2010.
- HUANG, JINGBO et al. *Simulation of shock wave buffet and its suppression on an OAT15A supercritical airfoil by IDDES*. China: School of Aerospace Engineering, Tsinghua University, Beijing; China Aerodynamics Research & Development Center, Mianyang, 2011.
- JACQUIN, L. et al. *An Experimental Study of Shock Oscillation over a Transonic Supercritical Profile*. ONERA, Chantillon, França; AIAA 2005-4902.
- LEE, B. H. K. *Investigation of Flow Separation on a Supercritical Airfoil*. J Aircraft 26(11): 032-7, 1989.
- LEE, B.H.K. *Oscillatory Shock Motion caused by Transonic Shock Boundary Layer Interaction*. AIAA J 1990; 28(5):942-4.
- LEE, B.H.K. *Self-sustained Shock Oscillations on Airfoils at Transonic Speed*. Aerodynamics Laboratory, Institute for Aerospace Research, National Research Council, Ottawa, Canadá, 2001.
- LIWEI CHEN; CHANGYUE XU; XIYUN LU. *Numerical investigation of the compressible flow past an airfoil*. Journal of Fluid Mechanics / Volume 643, 2009.
- NVIDIA CORPORATION. *NVIDIA's Next Generation CUDA Compute Architecture: Fermi*. Santa Clara, CA, Estados Unidos, 2009.
- NVIDIA CORPORATION. *NVIDIA's Next Generation CUDA Compute Architecture: Kepler GK110*. Santa Clara, CA, Estados Unidos, 2012 .
- ROOS FW. *Some features of the unsteady pressure field in transonic airfoil buffeting*. J Aircraft 1980;17(11):781-8.

ANEXO

ANEXO I: Coordenadas do aerofólio OAT15A para $c = 0,15m$.

#	x	y	#	x	y	#	x	y
1	0,15	-0,0003745	41	0,0895992	-0,0041124	81	0,0283504	-0,0080012
2	0,1495823	-0,0003267	42	0,0876698	-0,0044143	82	0,027334	-0,0079145
3	0,1492485	-0,0002893	43	0,0857513	-0,0047098	83	0,0263429	-0,0078236
4	0,148811	-0,0002414	44	0,083845	-0,0049981	84	0,025377	-0,0077285
5	0,1482651	-0,0001833	45	0,081952	-0,0052782	85	0,024436	-0,0076298
6	0,1476113	-0,0001161	46	0,0800734	-0,0055495	86	0,0235197	-0,0075275
7	0,1468538	-0,0000414	47	0,0782102	-0,0058113	87	0,0226278	-0,0074221
8	0,1459973	0,0000394	48	0,0763634	-0,0060631	88	0,02176	-0,0073139
9	0,1450466	0,0001244	49	0,074534	-0,0063042	89	0,020916	-0,0072032
10	0,1440066	0,000212	50	0,0727227	-0,0065344	90	0,0200955	-0,0070902
11	0,1428819	0,0003003	51	0,0709305	-0,0067532	91	0,0192982	-0,0069753
12	0,1416772	0,0003873	52	0,0691581	-0,0069603	92	0,0185238	-0,0068587
13	0,140397	0,0004712	53	0,0674062	-0,0071555	93	0,0177719	-0,0067407
14	0,1390458	0,0005497	54	0,0656755	-0,0073385	94	0,0170422	-0,0066216
15	0,137628	0,0006205	55	0,0639666	-0,0075089	95	0,0163344	-0,0065015
16	0,1361479	0,0006811	56	0,0622801	-0,0076668	96	0,015648	-0,0063807
17	0,1346096	0,0007289	57	0,0606165	-0,0078118	97	0,0149829	-0,0062592
18	0,1330175	0,0007608	58	0,0589764	-0,0079438	98	0,0143385	-0,0061373
19	0,1313756	0,0007742	59	0,0573602	-0,0080629	99	0,0137147	-0,0060149
20	0,1296879	0,0007662	60	0,0557682	-0,008169	100	0,0131109	-0,0058923
21	0,1279586	0,0007342	61	0,0542011	-0,0082622	101	0,0125269	-0,0057696
22	0,1261917	0,0006762	62	0,052659	-0,0083428	102	0,0119623	-0,0056467
23	0,124391	0,0005906	63	0,0511423	-0,008411	103	0,0114167	-0,0055237
24	0,1225602	0,0004768	64	0,0496513	-0,0084672	104	0,0108898	-0,0054009
25	0,1207031	0,0003347	65	0,0481862	-0,0085117	105	0,0103812	-0,0052781
26	0,1188231	0,0001651	66	0,0467473	-0,0085449	106	0,0098906	-0,0051556
27	0,1169233	-0,0000305	67	0,0453348	-0,0085673	107	0,0094176	-0,0050333
28	0,1150068	-0,0002501	68	0,0439487	-0,0085793	108	0,0089617	-0,0049115
29	0,1130763	-0,0004911	69	0,0425893	-0,0085814	109	0,0085227	-0,0047903
30	0,1111344	-0,0007509	70	0,0412565	-0,008574	110	0,0081	-0,0046697
31	0,1091834	-0,0010264	71	0,0399504	-0,0085578	111	0,0076933	-0,0045499
32	0,1072254	-0,0013149	72	0,0386711	-0,008533	112	0,0073022	-0,004431
33	0,1052626	-0,0016136	73	0,0374185	-0,0085002	113	0,0069263	-0,0043133
34	0,1032969	-0,00192	74	0,0361926	-0,00846	114	0,0065651	-0,0041968
35	0,1013301	-0,0022317	75	0,0349933	-0,0084126	115	0,0062182	-0,0040817
36	0,0993639	-0,0025466	76	0,0338205	-0,0083586	116	0,0058853	-0,0039681
37	0,0974001	-0,002863	77	0,0326742	-0,0082982	117	0,0055658	-0,0038561
38	0,0954402	-0,0031792	78	0,0315542	-0,008232	118	0,0052594	-0,0037458
39	0,0934857	-0,0034937	79	0,0304604	-0,0081602	119	0,0049657	-0,0036373
40	0,0915383	-0,0038052	80	0,0293925	-0,0080832	120	0,0046842	-0,0035307

#	x	y	#	x	y	#	x	y
121	0,0044145	-0,0034259	161	0,0000465	0,0004528	201	0,0110331	0,0064227
122	0,0041563	-0,0033229	162	0,0000775	0,000593	202	0,0116485	0,0065482
123	0,0039091	-0,0032219	163	0,000116	0,0007358	203	0,0122844	0,0066726
124	0,0036725	-0,0031226	164	0,0001623	0,0008814	204	0,0129412	0,0067957
125	0,0034462	-0,0030252	165	0,0002167	0,0010299	205	0,0136193	0,0069176
126	0,0032298	-0,0029295	166	0,0002794	0,0011811	206	0,0143189	0,0070383
127	0,0030229	-0,0028355	167	0,000351	0,001335	207	0,0150404	0,0071576
128	0,0028252	-0,002743	168	0,0004319	0,0014914	208	0,0157841	0,0072757
129	0,0026363	-0,002652	169	0,0005228	0,0016502	209	0,0165503	0,0073926
130	0,0024558	-0,0025623	170	0,0006242	0,001811	210	0,0173393	0,0075081
131	0,0022834	-0,0024739	171	0,0007368	0,0019736	211	0,0181514	0,0076223
132	0,0021188	-0,0023867	172	0,0008612	0,0021375	212	0,0189869	0,0077352
133	0,0019615	-0,0023004	173	0,000998	0,0023022	213	0,019846	0,0078469
134	0,0018114	-0,0022149	174	0,0011476	0,0024675	214	0,0207292	0,0079571
135	0,001668	-0,0021302	175	0,0013105	0,0026327	215	0,0216366	0,0080659
136	0,0015312	-0,002046	176	0,0014872	0,0027977	216	0,0225686	0,0081732
137	0,0014005	-0,0019621	177	0,0016779	0,0029619	217	0,0235254	0,008279
138	0,0012758	-0,0018783	178	0,001883	0,0031251	218	0,0245072	0,0083831
139	0,0011567	-0,0017945	179	0,0021026	0,0032871	219	0,0255143	0,0084855
140	0,0010431	-0,0017104	180	0,002337	0,0034476	220	0,026547	0,0085861
141	0,0009347	-0,0016257	181	0,0025863	0,0036065	221	0,0276055	0,0086847
142	0,0008315	-0,0015402	182	0,0028507	0,0037637	222	0,02869	0,0087814
143	0,0007332	-0,0014536	183	0,0031305	0,003919	223	0,0298007	0,008876
144	0,0006399	-0,0013655	184	0,0034257	0,0040725	224	0,0309377	0,0089684
145	0,0005516	-0,0012756	185	0,0037366	0,0042241	225	0,0321012	0,0090585
146	0,0004684	-0,0011836	186	0,0040634	0,0043739	226	0,0332915	0,0091463
147	0,0003904	-0,0010889	187	0,0044062	0,0045217	227	0,0345086	0,0092314
148	0,0003181	-0,0009914	188	0,0047653	0,0046678	228	0,0357527	0,0093139
149	0,0002518	-0,0008905	189	0,0051409	0,004812	229	0,0370238	0,0093936
150	0,000192	-0,0007861	190	0,0055333	0,0049545	230	0,0383221	0,0094704
151	0,0001394	-0,0006779	191	0,0059427	0,0050954	231	0,0396475	0,0095441
152	0,0000945	-0,0005658	192	0,0063693	0,0052346	232	0,0410002	0,0096146
153	0,000058	-0,0004499	193	0,0068135	0,0053722	233	0,0423801	0,0096817
154	0,0000303	-0,0003303	194	0,0072755	0,0055084	234	0,0437872	0,0097452
155	0,0000116	-0,0002071	195	0,0077556	0,005643	235	0,0452215	0,0098052
156	0,0000017	-0,0000808	196	0,008254	0,0057763	236	0,0466829	0,0098612
157	0	0	197	0,0087712	0,0059082	237	0,0481712	0,0099133
158	0,0000006	0,0000485	198	0,0093074	0,0060387	238	0,0496865	0,0099612
159	0,0000079	0,0001806	199	0,0098629	0,0061679	239	0,0512283	0,0100047
160	0,0000233	0,0003154	200	0,010438	0,0062959	240	0,0527967	0,0100437

#	x	y	#	x	y
241	0,0543913	0,010078	271	0,111102	0,0072821
242	0,0560118	0,0101072	272	0,1129889	0,0069955
243	0,057658	0,0101313	273	0,1149419	0,0066961
244	0,0593294	0,0101499	274	0,1168764	0,0063863
245	0,0610257	0,0101629	275	0,1187901	0,006069
246	0,0627463	0,0101698	276	0,1206802	0,0057471
247	0,0644907	0,0101705	277	0,1225442	0,0054233
248	0,0662585	0,0101646	278	0,1243791	0,0051
249	0,0680489	0,0101519	279	0,126182	0,0047789
250	0,0698613	0,0101318	280	0,1279495	0,0044617
251	0,071695	0,0101042	281	0,1296783	0,0041496
252	0,073549	0,0100685	282	0,1313649	0,003844
253	0,0754227	0,0100244	283	0,1330057	0,0035457
254	0,077315	0,0099715	284	0,1345967	0,0032558
255	0,0792248	0,0099094	285	0,1361342	0,0029752
256	0,0811512	0,0098375	286	0,1376139	0,0027047
257	0,083093	0,0097555	287	0,1390317	0,002445
258	0,0850488	0,0096629	288	0,1403834	0,0021967
259	0,0870174	0,0095592	289	0,1416643	0,0019605
260	0,0889973	0,009444	290	0,14287	0,001737
261	0,0909871	0,0093168	291	0,1439959	0,0015269
262	0,0929851	0,0091771	292	0,1450372	0,0013312
263	0,0949896	0,0090244	293	0,1459891	0,0011509
264	0,0969988	0,0088583	294	0,1468469	0,0009871
265	0,0990107	0,0086784	295	0,1476057	0,0008412
266	0,1010235	0,0084841	296	0,1482606	0,0007144
267	0,1030349	0,008275	297	0,1488075	0,000608
268	0,1050426	0,0080505	298	0,1492459	0,0005225
269	0,1070444	0,0078103	299	0,1495804	0,0004571
270	0,1090377	0,007554	300	0,15	0,000375