

**UNIVERSIDADE FEDERAL DO CEARÁ
CENTRO DE TECNOLOGIA
DEPARTAMENTO DE ENGENHARIA HIDÁULICA E AMBIENTAL
MESTRADO EM ENGENHARIA CIVIL
ÁREA DE CONCENTRAÇÃO EM RECURSOS HÍDRICOS**

**MODELAGEM COMPUTACIONAL DE VENTOSAS
AUTOMÁTICAS DE DUPLO EFEITO COM
ABERTURA E FECHAMENTO NÃO INSTANTÂNEOS
COMO MECANISMO DE ALÍVIO DO GOLPE DE
ARÍETE**

MARCUS VINÍCIUS SOUSA RODRIGUES

FORTALEZA – CE

2008

**MODELAGEM COMPUTACIONAL DE VENTOSAS AUTOMÁTICAS
DE DUPLO EFEITO COM ABERTURA E FECHAMENTO NÃO
INSTANTÂNEOS COMO MECANISMO DE ALÍVIO DO GOLPE DE
ARÍETE**

Dissertação apresentada ao Curso de Mestrado em Recursos Hídricos da Universidade Federal do Ceará como parte dos requisitos para obtenção do título de mestre.

Orientador: Professor Marco Aurélio Holanda de Castro, PhD.

Fortaleza, 21 de novembro de 2008.

Este trabalho de dissertação foi submetido à banca examinadora como parte integrante para a obtenção do Grau de Mestre em Engenharia Civil na área de concentração em Recursos Hídricos, outorgado pela Universidade Federal do Ceará, e encontra-se à disposição dos interessados na Biblioteca Central da referida Universidade.

Toda e qualquer citação do referido trabalho é permitido, desde que seja feito de acordo com as normas da ética científica.

Marcus Vinícius Sousa Rodrigues

Dissertação aprovada em 30/10/2008

Examinadores:

Prof. Marco Aurélio Holanda de Castro (orientador), PhD.

Universidade Federal do Ceará - UFC

Prof. John Kenedy de Araújo, Doutor.

Universidade Federal do Ceará - UFC

Prof. Manoel Lucas Filho, Doutor.

Universidade Federal do Rio Grande do Norte - UFRN

Este trabalho de dissertação é dedicado à minha namorada **Ana Luzia Silveira**, pela total compreensão, apoio e torcida.

AGRADECIMENTOS

Aos meus pais ANTONIO VERAS RODRIGUES e MARIA DO SOCORRO SOUSA RODRIGUES, pela origem, educação, dedicação e total torcida pela realização deste trabalho de dissertação.

À minha namorada ANA LUZIA SILVEIRA pelo total apoio, compreensão e torcida pela realização deste trabalho.

Aos meus irmãos ANA KELLY SOUSA RODRIGUES, ANTONIO VERAS RODRIGUES JÚNIOR, CLAUDIA MARIA SOUSA RODRIGUES, MARIA DA CONSOLAÇÃO SOUSA RODRIGUES e SÍLVIA CARLA SOUSA RODRIGUES pela torcida e apoio durante o curso.

Aos meus sobrinhos GABRIEL RODRIGUES DE SERQUEIRA, GUILHERME RODRIGUES DE SERQUEIRA, MARIA JÚLIA BARROS RODRIGUES, MATHEUS BARROS RODRIGUES e SOFIA RODRIGUES SANTIAGO pela existência, torcida e apoio durante o curso.

Ao meu primo e amigo RAIMUNDO NONATO RODRIGUES DE SOUSA, professor do Departamento de História da Universidade Estadual Vale do Acaraú, que foi um dos primeiros a me aconselhar a fazer um curso de mestrado e que sempre torceu para que realizasse esta conquista.

Ao professor, amigo e orientador MARCO AURÉLIO HOLANDA DE CASTRO, que ao longo do curso de mestrado se mostrou sempre pronto a ajudar e que depositou total confiança em mim para a realização deste trabalho de dissertação.

Ao professor e amigo JOHN KENEDY DE ARAÚJO, que dedicou parte de seu tempo às conversas relacionadas ao tema de meu trabalho e que sempre se mostrou disposto a esclarecer as dúvidas que apareciam durante a realização deste trabalho.

Ao professor MANOEL LUCAS FILHO que com suas sugestões, incentivos e críticas tornaram esta dissertação um trabalho de nível e qualidade melhor.

Aos professores ANDRÉ BEZERRA DOS SANTOS e FRANCISCO DAS CHAGAS NETO pela torcida e apoio durante a realização deste trabalho.

Aos professores da Pós-Graduação HORST FRISCHKORN, MARISETE DANTAS DE AQUINO e TICIANA MARINHO DE CARVALHO STUDART pela transmissão de conhecimentos e experiências durante as disciplinas realizadas no curso de mestrado.

Ao amigo GUSTAVO PAIVA WEYNE que com sua experiência computacional se mostrou sempre disposto a ajudar e propiciou a realização deste trabalho de dissertação.

Ao amigo FERNANDO PEROBA JÚNIOR que, junto ao professor Marco Aurélio, me orientou na escolha do tema deste trabalho de dissertação.

Ao amigo LUIS HENRIQUE MAGALHÃES COSTA que com a sua ajuda e sua torcida possibilitou a realização desta dissertação.

Ao amigo MAGNO GONÇALVES DA COSTA pela torcida, apoio e que sempre esteve à disposição para me ajudar a esclarecer dúvidas que apareceram no decorrer de meu estudo.

Aos amigos MÁRCIO ALBUQUERQUE, RENATO CASTELO GUIMARÃES e VÁLDER ADRIANO GOMES DE MATOS, pela torcida e apoio durante a realização deste trabalho.

As amigas ÉRIKA DA JUSTA TEIXEIRA ROCHA e GERMANA CAVALCANTE MENESCAL pela torcida e apoio durante a realização deste trabalho.

Aos amigos CLAUDIO DAMASCENO DE SOUZA e MAURO CESÁR DE BRITO SOUSA pela torcida e apoio durante a realização deste trabalho.

Ao amigo ERIVELTON FERREIRA DA COSTA, técnico em informática, pela sua torcida, dedicação e total disponibilidade em resolver todos os problemas apresentados por mim.

A amiga MARIA EDINETE TOMÁS, professora do Departamento de Letras da Universidade Estadual Vale do Acaraú, pelos seus ensinamentos, conselhos e a paciência que sempre teve, tem e terá comigo.

Aos amigos ROGER HOLANDA DE FREITAS DE FREITAS, RICARDO LORENZO LIMA BONFIM e DIMITRI GOMES LE SUEUR pela torcida e apoio durante a realização deste trabalho.

Aos amigos CLARISSA DE MARIA THOMÁS TEIXEIRA, DEMOSTENES BRAGA FARIAS JUNIOR e RENATO DONATO FARIAS que sempre estiveram na torcida pela realização deste trabalho e sempre acreditaram no meu sucesso.

Aos amigos do Laboratório de Hidráulica Computacional, ALESSANDRO DE ARAUJO BEZERRA, ALLEY FRANCELINO PRIMO, MARCOS ABÍLIO MEDEIROS DE SABÓIA, RENATA SHIRLEY DE ANDRADE VALDIVINA e VICENTE DE CASTRO SANDERS NETO pela torcida e apoio durante a realização deste trabalho.

Ao amigo CARLOS EURICO RIBEIRO RODOLFO pela torcida, apoio e incentivo durante a realização deste trabalho.

Aos amigos da turma de mestrado ANDRÉA PEREIRA CYSNE, CHARLES WEYNE, DANILO NOGUEIRA DE SOUZA, ELONEIDE MENESES FRANÇA, SILVIA HELENA LIMA DOS SANTOS, ORLEANI RAMOS e TERESA RAQUEL LIMA FARIAS pela torcida e apoio durante a realização deste trabalho.

Aos funcionários do Departamento de Engenharia Hidráulica e Ambiental, BETEDAVIS FERREIRA DA SILVA, FRANCISCA MONALISA DA SILVA, FRANCISCO ANTONIO JOSÉ JÚNIOR, FRANCISCO RAIMUNDO XAVIER e JOVIENE RIBEIRO FIRMINO pela total cooperação e torcida pela realização deste trabalho de mestrado.

SUMÁRIO

Agradecimentos	iv
Lista de Figuras	ix
Lista de Tabelas	xi
Lista de Símbolos	xii
Resumo	xv
Palavras-Chave:	xv
Abstract	xvi
1 Introdução	1
2 Revisão Bibliográfica	4
2.1 Histórico	4
2.2 Variação da pressão causada por uma mudança instantânea na velocidade do fluido	4
2.3 Golpe de aríete	7
2.4 Ventosas	13
2.4.1 Ventosas automáticas de duplo efeito	15
2.4.2 Ventosas automáticas de simples efeito	16
2.4.3 Ventosas automáticas de fechamento lento	17
2.5 Método das Características	18
2.6 Equações Características	22
2.7 Equação da Onda	28
2.8 Vazão Mássica	34
2.8.1 Gás Perfeito	34
2.8.2 Velocidade de propagação do som e Número de Mach	37
2.8.3 Escoamento Isentrópico	40

3 Metodologia	47
3.1 Ventosas automáticas de duplo efeito	47
3.2 Método da Aproximação parabólica	55
3.2.1 Entrada de ar em regime subsônico	55
3.2.2 Saída de ar em regime subsônico	56
3.2.3 Critérios de convergência	58
4 Simulações e Resultados	64
4.1 Problema Hidráulico	64
4.2 Ventosas trabalhando em conjunto	68
4.2.1 Caso 1	69
4.2.2 Caso 2	72
4.3 Ventosas trabalhando com Tanques de Alimentação Unidirecional	79
4.3.1 Caso 3	79
4.3.2 Caso 4	84
4.3.3 Caso 5	88
4.4 Ventosas trabalhando com Chaminés de Equilíbrio	93
4.4.1 Caso 6	93
4.4.2 Caso 7	99
4.4.3 Caso 8	103
5 Conclusões e Sugestões	108
6. Referências Bibliográficas	110
Anexo A - Equações do Transiente Hidráulico	113
Anexo B – Manual Técnico	126

LISTA DE FIGURAS

Figura 2.1 – escoamento por gravidade.	5
Figura 2.2 – escoamento com a válvula totalmente fechada.	5
Figura 2.3 – Primeira fase do transiente hidráulico.	8
Figura 2.4 – Segunda fase do transiente hidráulico.	9
Figura 2.5 – Terceira fase do transiente hidráulico.	10
Figura 2.6 – Quarta fase do transiente hidráulico.	11
Figura 2.7 – Variação da carga na válvula sem atrito.	12
Figura 2.8 – Variação da carga na válvula com atrito.	12
Figura 2.9 – Traçado recomendável.	14
Figura 2.10 – Traçado não recomendável.	14
Figura 2.11 – Ventosa automática de duplo efeito	15
Figura 2.12 – Ventosa automática de simples efeito	16
Figura 2.13 – Ventosa automática de fechamento lento	17
Figura 2.14 – Linhas características.	25
Figura 3.1 – Notação para ventosa.	48
Figura 3.2 – Abertura da válvula ventosa.	53
Figura 3.3 – Fechamento da válvula ventosa.	54
Figura 3.4 – Parábola de aproximação.	58
Figura 3.5 – Zona de admissão em regime crítico.	59
Figura 3.6 – Zona de admissão em regime subsônico.	61
Figura 3.7 – Zonas de liberação em regime subsônico e crítico.	63
Figura 4.1 – Perfil do problema hidráulico.	65
Figura 4.2 – Variação da carga no nó 22 referente ao problema hidráulico.	67
Figura 4.3 – Perfil referente ao caso 1.	70

Figura 4.4 – Variação da carga no nó 22 referente ao caso 1.	72
Figura 4.5 – Perfil referente ao caso 2.	74
Figura 4.6 – Variação da carga no nó 22 referente ao caso 2.	76
Figura 4.7 – Envoltórias de pressões dos casos 1 e 2.	78
Figura 4.8 – Perfil referente ao caso 3.	80
Figura 4.9 – Variação da carga no nó 16 referente ao caso 3.	82
Figura 4.10 – Variação da carga no nó 18 referente ao caso 3.	83
Figura 4.11 – Perfil referente ao caso 4.	85
Figura 4.12 – Variação da carga no nó 16 referente ao caso 4.	87
Figura 4.13 – Perfil referente ao caso 5.	89
Figura 4.14 – Variação da carga no nó 16 referente ao caso 5.	91
Figura 4.15 – Envoltórias de pressões dos casos 4 e 5.	93
Figura 4.16 – Perfil referente ao caso 6.	95
Figura 4.17 – Variação da carga no nó 16 referente ao caso 6.	97
Figura 4.18 – Variação da carga no nó 18 referente ao caso 6.	98
Figura 4.19 – Perfil referente ao caso 7.	100
Figura 4.20 – Variação da carga no nó 16 referente ao caso 7.	102
Figura 4.21 – Perfil referente ao caso 8.	104
Figura 4.22 – Variação da carga no nó 16 referente ao caso 8.	106
Figura 4.23 – Envoltórias de pressões dos casos 7 e 8.	107
Figura A.1 – Volume de controle para a equação da continuidade.	114
Figura A.2 – Tensões em um elemento de tubo.	117
Figura A.3 – Distribuição das forças num volume de controle.	121

LISTA DE TABELAS

Tabela 4.1 – Cargas e pressões referentes ao problema hidráulico.	66
Tabela 4.2 – Casos simulados.	68
Tabela 4.3 – Relação entre diâmetros da ventosa e tubulação.	68
Tabela 4.4 – Cargas e pressões referentes ao caso 1.	71
Tabela 4.5 – Cargas e pressões referentes ao caso 2.	75
Tabela 4.6 – Menores pressões mínimas.	77
Tabela 4.7 – Maiores pressões máximas.	77
Tabela 4.8 – Cargas e pressões referentes ao caso 3.	81
Tabela 4.9 – Cargas e pressões referentes ao caso 4.	86
Tabela 4.10 – Cargas e pressões referentes ao caso 5.	90
Tabela 4.11 – Menores pressões mínimas.	92
Tabela 4.12 – Maiores pressões máximas.	92
Tabela 4.13 – Cargas e pressões referentes ao caso 6.	96
Tabela 4.14 – Cargas e pressões referentes ao caso 7.	101
Tabela 4.15 – Cargas e pressões referentes ao caso 8.	105
Tabela 4.16 – Menores pressões mínimas.	107
Tabela 4.17 – Maiores pressões máximas.	107

LISTA DE SÍMBOLOS

- A - Área da seção transversal da tubulação, $[m^2]$.
- A_0 - Área do orifício da ventosa totalmente aberta, $[cm^2]$.
- A_V - Área do orifício da ventosa no início do intervalo de tempo, $[cm^2]$.
- A_{PV} - Área do orifício da ventosa no final do intervalo de tempo, $[cm^2]$.
- a - Celeridade, $[m/s]$.
- c - Velocidade do som, $[m/s]$.
- C_{in} - Coeficiente de descarga da ventosa para entrada de ar, adimensional.
- C_{out} - Coeficiente de descarga da ventosa pra saída de ar, adimensional.
- c_p - Calor específico à pressão constante, adimensional.
- c_v - Calor específico a volume constante, adimensional.
- D - Diâmetro do tubo, $[m]$.
- e - Espessura da parede do tubo, $[mm]$.
- f - Coeficiente de atrito, adimensional.
- g - Aceleração da gravidade, $[m/s^2]$.
- H - Carga hidráulica, $[m]$.
- H_{BV} - Carga barométrica no local da ventosa, $[m]$.
- $H(I, K)$ - Carga na seção K do trecho I, no início do intervalo de tempo, $[m]$.
- $H(J, 1)$ - Vazão na seção 1 do trecho J, no início do intervalo de tempo, $[m]$.
- $H_p(I, K)$ - Carga na seção K do trecho I, no final do intervalo de tempo, $[m]$.

$H_p(J,1)$ - Vazão na seção 1 do trecho J, no final do intervalo de tempo, $[m]$.

h - Entalpia por unidade de massa, $[J/Kg]$.

k - Constante adiabática, adimensional.

L - Comprimento da tubulação, $[m]$.

M - Número de Mach, adimensional.

\bar{M} - Massa molar, $[Mol]$.

m - Massa de ar no final do intervalo de tempo, $[Kg]$.

m_0 - Massa de ar no início do intervalo de tempo, $[Kg]$.

\dot{m} - Vazão mássica no final do intervalo de tempo, $[Kg/m^3]$.

\dot{m}_0 - Vazão mássica no início do intervalo de tempo, $[Kg/m^3]$.

p - Pressão absoluta $[N/m^2]$.

p_0 - Pressão inicial $[N/m^2]$.

$Q(I,K)$ - Vazão na seção K do trecho I, no início do intervalo de tempo, $[m^3/s]$.

$Q_p(I,K)$ - Vazão na seção K do trecho I, no final do intervalo de tempo, $[m^3/s]$.

$Q(J,1)$ - Vazão na seção 1 do trecho J, no início do intervalo de tempo, $[m^3/s]$.

$Q_p(J,1)$ - Vazão na seção 1 do trecho J, no final do intervalo de tempo, $[m^3/s]$.

\bar{R} - Constante do gás, $[J/KgK]$.

R_u - Constante universal dos gases, $[J/KgK]$.

u - Energia interna por unidade de massa, $[J/Kg]$.

T - Temperatura absoluta interna, $[K]$.

T_0 - Temperatura absoluta externa, $[K]$.

t - Tempo, $[s]$.

t_0 - Instante de tempo inicial, $[s]$.

V - Velocidade média do escoamento, $[m/s]$.

V_0 - Velocidade inicial, $[m/s]$.

V_{ar} - Volume de ar no início do intervalo de tempo, $[m^3]$.

V_{Par} - Volume de ar no final do intervalo de tempo, $[m^3]$.

Z_V - Cota da ventosa, $[m]$.

Δt - Intervalo de tempo computacional, $[s]$.

Δx - Comprimento de cada trecho do tubo, $[m]$.

ρ - Massa específica, $[Kg/m^3]$.

ρ_0 - Massa específica inicial, $[Kg/m^3]$.

γ - Peso específico do líquido, $[N/m^3]$.

RESUMO

Durante fenômenos transitórios podem ocorrer pressões muito baixas nos trechos mais elevados de uma tubulação, ocorrendo o acúmulo de ar que é arrastado pela água ocasionando sérios danos à tubulação. A presença de uma grande quantidade de ar na tubulação de um sistema de adução de água por recalque é a causa direta de redução da seção e como consequência tem-se a redução da capacidade de transporte, comprometendo seriamente o rendimento deste sistema. Os dispositivos mais modernos para o alívio do golpe de aríete trabalham com ar, dentre eles, os mais utilizados na prática são as ventosas automáticas, foco deste trabalho. A condição de contorno destas ventosas é bem complexa, resultando em uma equação não linear, além do fato de a área do orifício da ventosa variar linearmente com o tempo. Para resolver esta não linearidade aplicou-se o método da aproximação parabólica nos intervalos onde ocorre escoamento do ar em regime subsônico. Neste trabalho foram feitas simulações do transiente hidráulico para verificar a eficiência das ventosas automáticas de duplo efeito com abertura e fechamento não instantâneos como um mecanismo de alívio do golpe de aríete. As simulações foram feitas utilizando o software UFC6 produzido no Laboratório de Hidráulica Computacional (LAHC) da Universidade Federal do Ceará. As válvulas ventosas representam uma solução hidráulica satisfatória, pois, são equipamentos de fácil instalação e manutenção, além do fato de serem bem mais compensadores do ponto de vista econômico. Os resultados obtidos mostraram a eficiência deste mecanismo como alívio do golpe de aríete.

Palavras-Chave: Transiente Hidráulico, mecanismo de alívio do Golpe de Aríete, Ventosa automática de duplo efeito.

ABSTRACT

During time dependent phenomena in pipelines, very low pressures may occur, mostly in points of low elevations. In these cases, air accumulated in these points is carried out by the water flow and may damage the pipeline. This also causes reduction of the flow area and consequently, reduction of the flow itself. The most modern Waterhammer protection devices and among them, we find the air entry valves, which is the object of this work. The boundary conditions for these devices is very complex and results in a non-linear equations. Besides, we have to consider that the air flow cross-section area of the valves orifice varies linearly with time. In order to solve this non-linearity it was used the method of parabolic approximation for solving the equation in each interval of subsonic air flow. In the present work, several Waterhammer pipeline simulations were performed in order to verify the performance of the double effect automatic air valves, with non-instantaneous closing. The UFC6 computer software were used to accomplish these simulations. Air valves are a satisfactory hydraulic solution for the Waterhammer problem since they are cheaper than other devices and easy to install and maintain.

Keyword: Waterhammer, double effect automatic air valves.

1 INTRODUÇÃO

Os sistemas hidráulicos, como por exemplo, um sistema para recalque de água, podem sofrer alterações nas condições de escoamento caracterizadas pela variação da pressão e da velocidade do fluido com o tempo, gerando regimes variados. Esses escoamentos em regimes variados são chamados de *escoamentos transientes* ou *transitórios hidráulicos*, e são caracterizados por ocorrerem entre dois regimes de escoamentos permanentes.

Qualquer alteração no movimento ou uma paralisação de um elemento do sistema dará origem aos fenômenos transitórios. Então, logo após a ocorrência de uma perturbação, como a parada instantânea da bomba, o regime permanente presente antes é alterado, dando origem a um regime variado que posteriormente passará a um novo estado permanente.

As variações de pressão ao longo da tubulação podem ocorrer de maneira muito brusca, ocasionando ruídos semelhantes a golpes de martelo, daí este fenômeno ser conhecidos comumente como *golpe de aríete*.

Durante fenômenos transitórios podem ocorrer pressões muito baixas nos trechos mais elevados da tubulação, ocorrendo o acúmulo de ar que é arrastado pela água ocasionando sérios danos na tubulação.

A presença de uma grande quantidade de ar na tubulação de um sistema de adução de água por recalque é a causa direta para a redução da seção e como consequência tem-se a redução da capacidade de transporte, comprometendo seriamente o rendimento deste sistema.

Este excesso de ar, também, pode ocasionar a elevação do consumo por sobrecarga da bomba ou uma redução da vazão, e também, pode gerar erros nos manômetros e nos elementos de medição do sistema.

No caso da adução por gravidade, o ar depositado nos pontos altos da tubulação, geralmente os pontos onde ocorre a queda de pressão, acarreta um aumento da perda de carga e, conseqüentemente, uma redução da vazão de água.

Para um bom funcionamento e estabilidade de um sistema de adução, deve-se prever a entrada de ar, pois, quando se esvazia uma tubulação, o ar deve entrar com o mesmo gradiente com o qual a água sai, de forma que a diferença de pressão entre o meio e o interior da tubulação permaneça dentro dos limites pré-estabelecidos, evitando o colapso por contração devidos as sub-pressões.

Então, para um perfeito funcionamento de um sistema de adução de água, devem-se instalar dispositivos que expulse o ar acumulado e que admitam ar para evitar as contrações causadas pelas sub-pressões.

Os dispositivos mais modernos para o alívio do golpe de aríete trabalham com ar, os mais utilizados na prática são as ventosas automáticas, parte integrante deste trabalho. Devido ao fato destes dispositivos trabalharem com ar, têm uma modelagem matemática bastante complexa.

O capítulo 2 apresenta um breve histórico sobre o estudo do transiente hidráulico e, também, são mostrados a variação da pressão causada por uma mudança instantânea da velocidade do fluido e o fenômeno do golpe de aríete. Em seguida, são apresentadas as fundamentações teóricas das equações que governam o transiente hidráulico e as equações características, além de apresentar o método numérico das características. Ainda neste capítulo, são mostradas as leis que governam o escoamento do ar através de orifícios, partindo das considerações gerais dos gases perfeitos e da conservação da massa.

No capítulo 3 é apresentada a metodologia para se modelar o funcionamento das ventosas automáticas de duplo efeito com abertura e fechamento não instantâneos. Neste capítulo também é apresentado o método da aproximação parabólica com os seus critérios de convergências.

No capítulo 4 é proposto um problema hidráulico e logo em seguida são apresentadas simulações objetivando encontrar uma solução viável para o problema proposto. Além das ventosas automáticas de duplo efeito são apresentados a Chaminé de Equilíbrio e o Tanque de Alimentação Unidirecional como mecanismos de alívio do Golpe de Aríete. Também é feito um comparativo entre as ventosas automáticas de duplo efeito, com abertura e fechamento instantâneos e as com abertura e fechamento não instantâneos.

No capítulo 5 são apresentadas as principais conclusões a respeito deste trabalho de dissertação, além de apresentar algumas sugestões para trabalhos futuros.

Espera-se que o presente estudo possa contribuir para maior compreensão do estudo das ventosas automáticas como mecanismo de alívio para o golpe de aríete, bem como para manter aberta a discussão acerca de soluções possíveis para problemas envolvendo sistemas hidráulicos.

2 REVISÃO BIBLIOGRÁFICA

2.1 Histórico

O fluxo compressível para gases ideais em um processo isentrópico em seções convergentes foi estudado pela primeira vez por Shapiro em 1953, seguido por Schreier em 1982 e Anderson em 1990.

Tullis (1976), e Chaudry (1987), chegaram a conclusão de uma pequena quantidade de gases não dissolvidos nos líquidos pode formar cavidades devido às pressões negativas durante o escoamento transiente.

Além disso, Chaudry (1987) e Wylie (1966) sugeriram um método de dimensionamento para ventosas como um mecanismo atenuante do golpe de aríete em condições de vácuo dentro de tubulações.

Aqui no Brasil destacam-se as pesquisas realizadas por Lessa (1984), onde o mesmo apresenta uma metodologia para modelar o comportamento de ventosas usando o método da bisseção e destaca-se, também, Righetto (1983), cujo trabalho levou em consideração a influência das ventosas no escoamento transiente.

2.2 Variação da pressão causada por uma mudança instantânea na velocidade do fluido

Considera-se uma tubulação, como mostrado na figura 2.1, na qual o fluido está escoando com velocidade constante V_0 , a densidade é ρ_0 e pressão inicial à montante da válvula é p_0 . O escoamento ocorre apenas por gravidade.

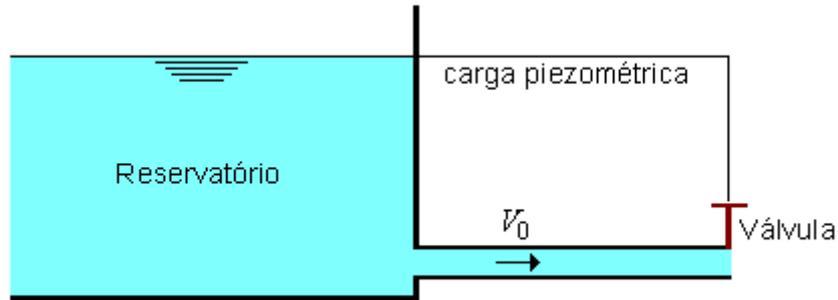


FIGURA 2.1 – Escoamento por gravidade

De acordo com Chaudhry (1987) se a válvula for fechada no instante $t=0$, a velocidade muda para $V_0 + \Delta V$ e a pressão na válvula se torna $p_0 + \Delta p$, a densidade do fluido, ρ_0 , é alterada para $\rho_0 + \Delta\rho$, e a onda de pressão de magnitude Δp se desloca para montante, como mostrado através de ΔH na figura 2.2. Designa-se a velocidade de propagação da onda por a e chama-se de celeridade.

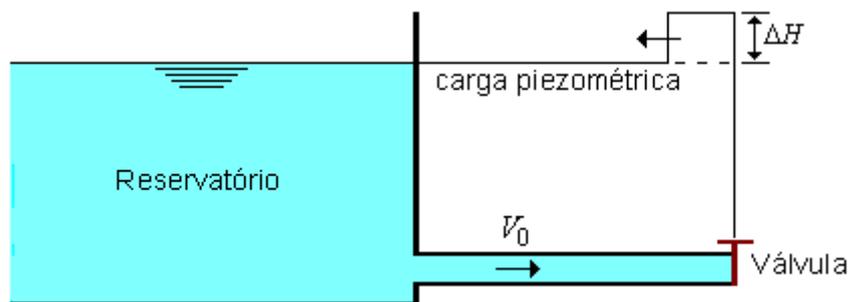


FIGURA 2.2 – Escoamento com a válvula totalmente fechada

Para analisar este fenômeno é feita algumas considerações; ou seja, assume-se que a tubulação é rígida, isto é, o diâmetro da mesma não muda devido a variação de pressão.

Considera-se a distância, x , e a velocidade, V_0 , como positiva no sentido de jusante. A taxa de variação da quantidade de movimento no sentido positivo de x é dada por:

$$\frac{dM_{sis}}{dt} = \rho_0 (V_0 + a) A [(V_0 + \Delta V + a) - (V_0 + a)] \quad (2.1)$$

que simplificando resulta:

$$\frac{dM_{sis}}{dt} = \rho_0 (V_0 + a) A \Delta V \quad (2.2)$$

Desprezando o atrito, a força resultante, F , no sentido positivo de x é:

$$\sum F = p_0 A - (p_0 + \Delta p) A \quad (2.3)$$

resultando:

$$\sum F = -\Delta p A \quad (2.4)$$

De acordo com a segunda lei de Newton da mecânica a taxa de variação da quantidade de movimento em relação ao tempo é igual ao somatório das forças,

ou seja, $\frac{dM_{sis}}{dt} = \sum F$, então igualando as equações 2.2 e 2.4 tem-se:

$$\Delta p = -\rho_0 (V_0 + a) \Delta V \quad (2.5)$$

Como a velocidade, V_0 , é muito inferior da celeridade, a , ou seja, $V_0 \ll a$, logo V_0 na equação 2.5 pode ser desprezado, logo:

$$\Delta p = -\rho_0 a \Delta V \quad (2.6)$$

e como $p = \rho g H$ implica que $\Delta p = \rho_0 g \Delta H$, daí:

$$\Delta H = -\frac{a}{g} \Delta V \quad (2.7)$$

O sinal negativo no lado direito da equação 2.7 indica que a pressão aumenta ($\Delta H > 0$) com a redução da velocidade e vice versa.

Esta equação foi obtida para o caso em que a velocidade V_0 tem sentido de jusante enquanto que a onda de pressão tem um sentido de montante.

Similarmente, pode-se mostrar que se a velocidade V_0 muda de sentido, ou seja, se o seu sentido for de montante, então, a onda se move no sentido de jusante, logo, pode-se concluir uma equação semelhante a equação 2.7 dada por:

$$\Delta H = \frac{a}{g} \Delta V \quad (2.8)$$

2.3 Golpe de Aríete

Segundo Streeter e Wylie (1982) o golpe de aríete ocorre em tubulações quando há um retardamento ou aceleração do escoamento, devido ao fato da alteração na abertura de uma válvula na linha.

Quando uma válvula é bruscamente fechada num conduto durante o escoamento, a vazão através da válvula é reduzida, provocando o aumento da carga do lado de montante da válvula e uma flutuação de alta pressão se propaga para montante com a velocidade de propagação de uma onda sonora a . Esta flutuação atua de modo a reduzir a velocidade do escoamento.

À jusante da válvula, a pressão reduz-se e uma onda de pressão reduzida propaga-se para jusante com celeridade a , o que também diminui a velocidade. Se o fechamento é suficientemente rápido e a pressão do regime permanente é suficientemente baixa, uma bolsa de vapor pode se formar à jusante da válvula, provocando uma onda de alta pressão em sentido de jusante.

Antes de apresentar as equações do golpe de aríete é fornecida uma descrição da seqüência de eventos deste fenômeno após o fechamento repentino de uma válvula situada na extremidade de um conduto que sai de um reservatório. Considera-se o caso em que o reservatório está situado em uma cota mais elevada que a válvula à jusante, isto é o escoamento ocorre por gravidade e a válvula controla a vazão do escoamento.

Despreza-se o atrito e considera-se que o sistema deve ser assentado no plano horizontal e que a tubulação e a água formem um sistema perfeitamente elástico.

Inicialmente, assume-se que a válvula da tubulação em regime permanente está completamente aberta e que o fluido escoava a uma velocidade V_0 . No instante $t=t_0$, a válvula é fechada instantaneamente ocasionando o golpe de aríete ou transiente hidráulico. De acordo com Chaudry (1987) a seqüência de eventos que se processa no transiente hidráulico, pode ser resumida em quatro fases.

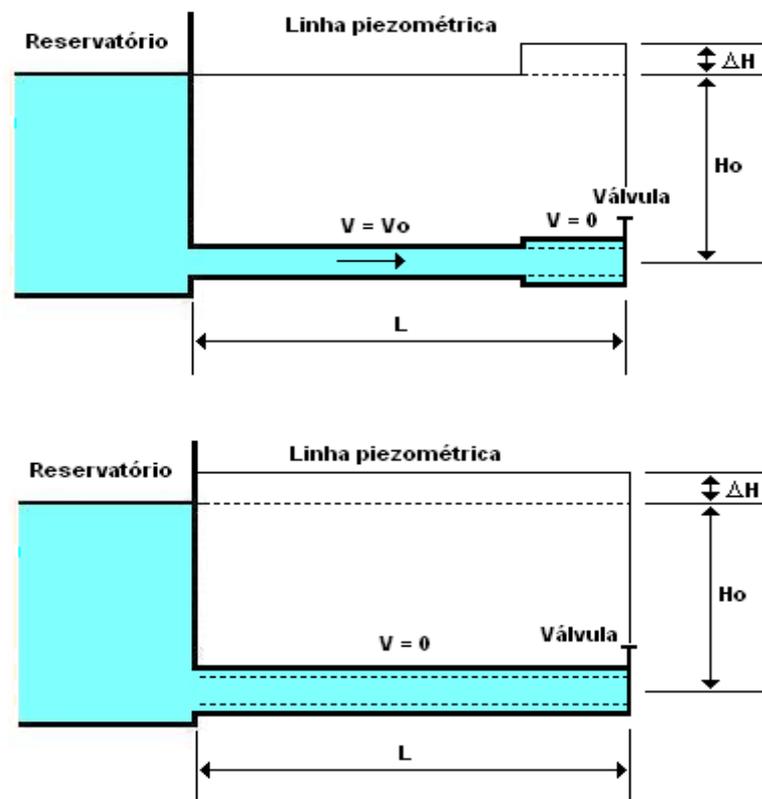


FIGURA 2.3 – Primeira fase do transiente hidráulico

No instante de tempo $t=t_0$ a válvula é fechada, então o fluxo mais próximo da válvula é frenado, caindo a zero, e comprimido, ocorrendo o surgimento de uma sobrepressão ou sobrecarga ΔH . Logo há uma expansão do tubo e o fluido é comprimido aumentando sua densidade, devido ao acréscimo da pressão.

Então, uma frente de onda de pressão positiva se propaga de jusante para montante, na direção do reservatório. Logo atrás desta onda, o escoamento tem velocidade nula e toda a energia cinética foi convertida em energia elástica. A velocidade de propagação, celeridade (a), da onda de sobrepressão é constante e é função das características do fluido e do conduto.

Sendo L o comprimento do conduto e considerando como positivo o sentido do escoamento à jusante, a sobrepressão atinge o reservatório no tempo $t_0 + L/a$ (figura 2.3). A primeira fase do transiente ocorre no intervalo de tempo compreendido entre os instantes t_0 e $t_0 + L/a$.

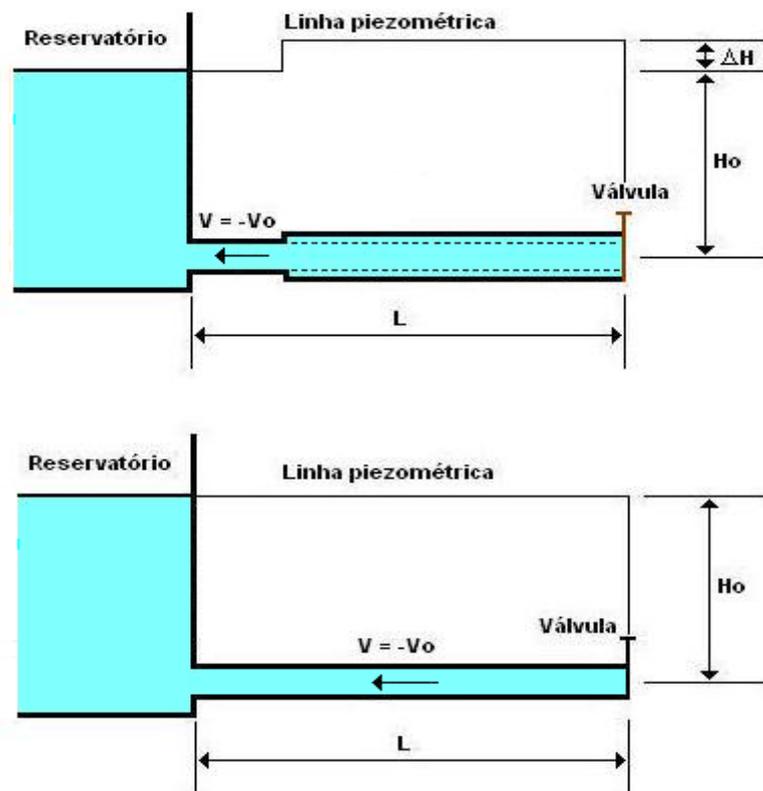


FIGURA 2.4 – Segunda fase do transiente hidráulico

Quando esta onda de sobrepressão ΔH atinge o reservatório ocorre uma condição de desequilíbrio na entrada do conduto, devido ao fato do nível do reservatório H_0 ser constante e a pressão não se alterar.

Ocorre, então, um escoamento reverso, passando água do duto para o reservatório com velocidade $-V_0$. Este escoamento alivia a pressão até o valor normal antes do fechamento da válvula.

Este processo se propaga para jusante, atingindo a válvula no instante de tempo $t_0 + 2L/a$, deixando todo o duto com pressão H_0 e velocidade $-V_0$ (figura 2.4). A segunda fase do transiente ocorre no intervalo de tempo compreendido entre os instantes $t_0 + L/a$ e $t_0 + 2L/a$.

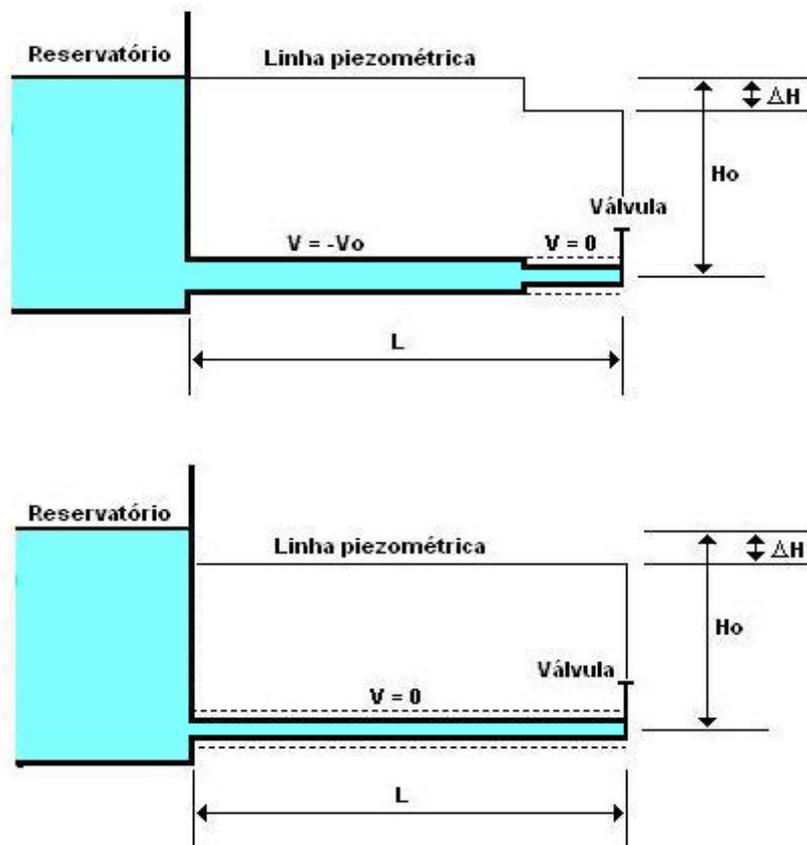


FIGURA 2.5 – Terceira fase do transiente hidráulico

Quando a onda de pressão negativa atinge a válvula fechada, a velocidade torna-se zero, provocando uma onda de subpressão igual a ΔH (figura 2.5). Esta onda de subpressão propaga-se em direção ao reservatório comprimindo toda a tubulação, atingindo o reservatório no instante $t_0 + 3L/a$.

Logo atrás da onda a tubulação permanece com velocidade igual a zero e pressão $H_0 - \Delta H$. A terceira fase do transiente ocorre no intervalo de tempo compreendido entre os instantes $t_0 + 2L/a$ e $t_0 + 3L/a$.

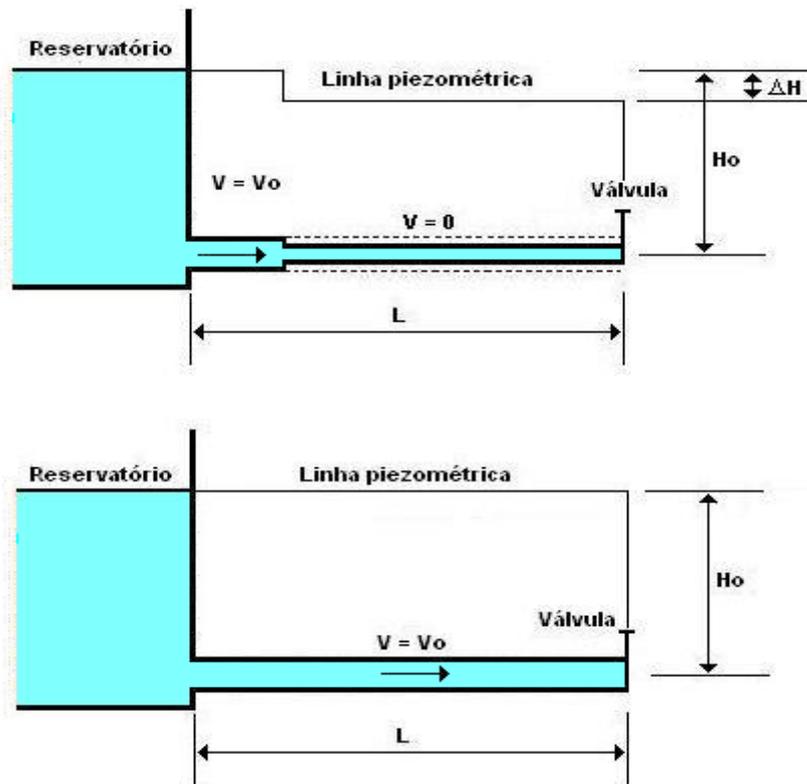


FIGURA 2.6 – Quarta fase do transiente hidráulico

A última fase tem início quando a onda de subpressão atinge o reservatório, esta fase está compreendida entre os instantes $3L/a$ e $4L/a$. Como a pressão no reservatório H_0 é maior que a pressão na tubulação $H_0 - \Delta H$, ocorre uma condição de instabilidade. Logo, ocorre um retorno às condições iniciais do estado permanente, o fluido escoar em direção a válvula com velocidade V_0 e pressão H_0 .

Como a válvula está completamente fechada, a seqüência dos eventos citados tem início novamente a partir do instante $t = 4L/a$. Como se despreza a perda de carga, o processo é repetido a cada $4L/a$ segundos.

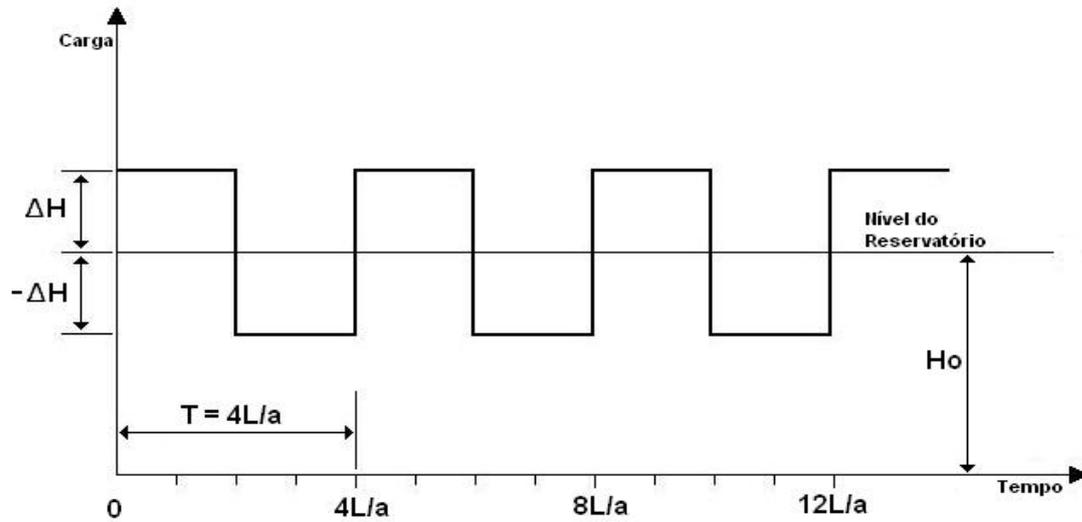


FIGURA 2.7 – Variação da carga na válvula (sem atrito)

Nos sistemas hidráulicos reais ocorre um amortecimento das ondas de pressão em decorrência da perda de carga, devido ao atrito, e da inelasticidade do material da tubulação. Devido a estes fatores o escoamento transiente limita-se a curto período de tempo. A figura 2.8 representa a variação de pressão na seção da válvula em função do tempo considerando-se as perdas de carga.

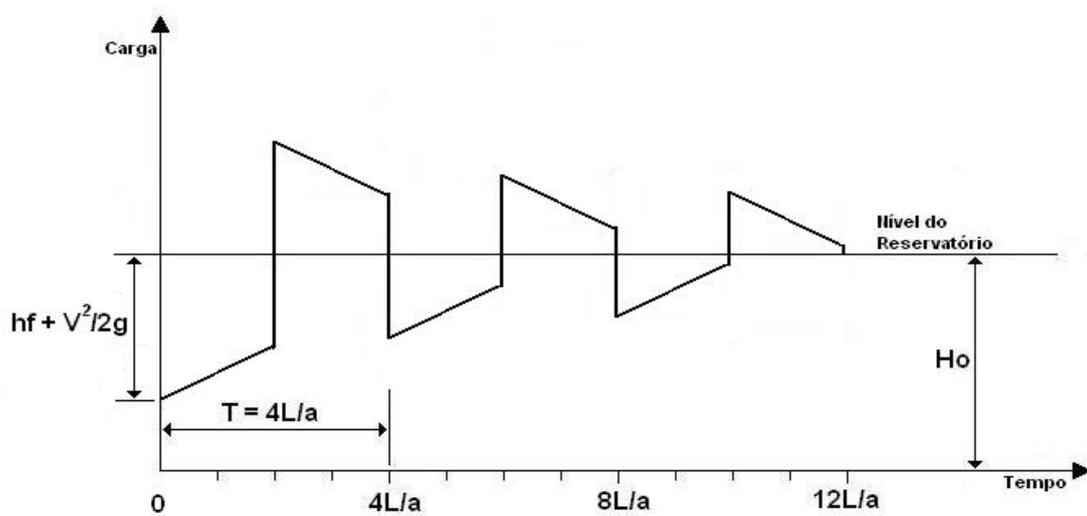


FIGURA 2.8 – Variação da Carga na Válvula (com atrito)

O transiente hidráulico em condutos forçados pode ser descrito matematicamente pelas equações da Continuidade e do Momento. De acordo com Neiva (2000), algumas simplificações podem ser feitas para o desenvolvimento da teoria:

- a) Considera-se o escoamento unidimensional, sendo as distribuições de pressões e velocidades uniformes na seção transversal da tubulação.
- b) Supõe-se que não ocorre vaporização, isto é, a água conserva-se sempre líquida.
- c) A energia cinética pode ser desprezada.
- d) Considera-se o módulo de elasticidade do material da tubulação constante e que as deformações ocorridas são pequenas e regidas pela lei de Hooke.
- e) Considera-se, também, o módulo de elasticidade do líquido constante e que a variação de seu volume unitário é proporcional ao aumento ou diminuição da pressão.
- f) As expressões para o cálculo da perda de carga em regime permanente são consideradas válidas na condição de regime não permanente.

2.4 Ventosas

As ventosas são dispositivos hidromecânicos instalados em condutos forçados que permitem a entrada de ar quando ocorre redução de pressão em pontos altos da adutora, bem como, durante o esvaziamento da mesma por ocasião de manutenção. Também, permitem a saída do ar que tenha ficado ou entrado na adutora por gravidade ou em tubulações de recalque, principalmente se a tubulação formar algum traçado tipo sifão.

As ventosas, em geral, são instaladas nas partes mais altas dos sifões, após um longo trecho horizontal ou em trechos com pequenas declividades.

Para se atingir um máximo de eficiência no funcionamento de uma ventosa, torna-se necessário que sua instalação seja feita nos aclives suaves da adutora e que os declives após a ventosa sejam acentuados (ver figura 2.9), de modo a acumular melhor o ar nos pontos altos e possibilitar sua expulsão com maior facilidade.

A tendência do acúmulo de ar nos pontos pode comprometer o rendimento de um escoamento, pois, com esse acúmulo ocorre a redução da seção útil do conduto e conseqüentemente o aumento da perda de carga.

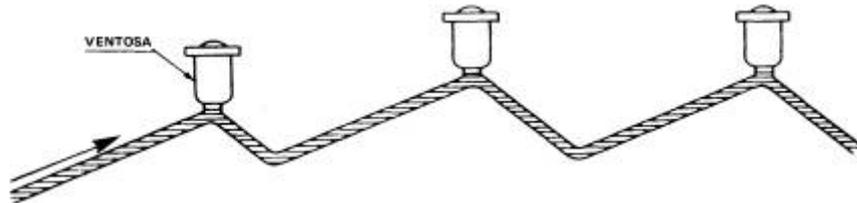


FIGURA 2.9 – Traçado recomendado



FIGURA 2.10 – Traçado não recomendável

Na instalação desses mecanismos de alívio do golpe de aríete, devem-se evitar traçados de adutoras em que se tenha um aclive acentuado antes e um declive leve após a ventosa (ver figura 2.10).

Há casos de golpe de aríete provocados por bolsas de ar presentes nas tubulações. Durante o fenômeno transiente podem ocorrer pressões bastante baixas nos pontos mais altos da linha de uma adutora. Estes pontos podem ser protegidos com a instalação de válvulas de admissão e/ou expulsão de ar.

Há diversos tipos de ventosas, das mais simples as mais complexas, são munidas de roscas ou flange, dependendo do modo como são suas instalações na tubulação; as de flange necessitam do emprego de um tê no ponto alto do conduto.

2.4.1 Ventosas Automáticas de Duplo Efeito (VADE)

As ventosas automáticas de duplo efeito são, também, conhecidas como ventosas de *tríplice função*. Elas são projetadas para admitir ar nos casos onde a pressão cai abaixo da pressão atmosférica e para expulsar o ar que é arrastado pela água e se concentra nos pontos elevados das tubulações.

As ventosas automáticas de duplo efeito são constituídas por um corpo dividido em dois compartimentos - o principal e o auxiliar - contendo cada um, em seu interior, um flutuador esférico ou cilíndrico. Os flutuadores de aço inoxidável permitem o seu funcionamento em altas pressões sem que haja colapso. O funcionamento do flutuador é facilitado por meio de guias de seção circular.



Figura 2.11 - Ventosa Automática de Duplo Efeito (Fonte: Regaber, 2006)

As ventosas automáticas de duplo efeito têm por finalidade específica:

- a) Expelir adequadamente o ar deslocado pela água durante o enchimento de uma adutora;
- b) Admitir quantidade suficiente de ar, durante o esvaziamento de uma adutora, a fim de evitar a formação de sifões, e manter a pressão de esvaziamento dentro dos limites;
- c) Expelir automaticamente o ar que venha a formar-se com a adutora já em operação.

2.4.2 Ventosas Automáticas de Simples Efeito (VASE)

As ventosas automáticas de simples efeito trabalham de forma unilateral, ou expulsando o ar acumulado na tubulação, ou na admissão de ar evitando a contração da tubulação causada por pressões negativas.

Quando há acúmulo de ar nos pontos elevados da adutora é pressionado o orifício da válvula que se abre quando atingir certo limite de projeto, permitindo, então, a expulsão do ar acumulado. Estas ventosas apresentam dispositivos de vedação que impedem a admissão de ar na adutora.



Figura 2.12 - Ventosa Automática de Simples Efeito (Fonte: Regaber, 2006)

2.4.3. Ventosas Automáticas de Fechamento Lento (VAFL)

As ventosas automáticas de fechamento lento apresentam as mesmas características das ventosas de duplo efeito. A diferença ocorre quando o ar aprisionado é totalmente expulso e o orifício da ventosa continua aberto, possibilitando a passagem de água.

As ventosas automáticas de fechamento lento são sistemas desenvolvidos para a proteção da adutora de um colapso resultante do vácuo interno e do golpe de aríete. Elas são dimensionadas para que a abertura seja feita de forma rápida quando o gradiente hidráulico torna-se abaixo da cota de onde a ventosa é instalada, admitem uma quantidade de ar suficiente para se evitar o vácuo na tubulação.

Quando a linha piezométrica volta a subir, ultrapassando a cota de instalação da ventosa, o orifício fecha de forma lenta. Este fechamento deve ocorrer com a velocidade controlada por efeito de um amortecedor hidráulico. Fator este que é bastante importante, pois, não há introdução de transientes na linha quando o fechamento é de forma lenta.



Figura 2.13 - Ventosa Automática de Fechamento Lento (Fonte: Regaber, 2006)

2.5 Método das Características

Segundo Peroba Júnior (2007) o Método das Características consiste em uma aproximação numérica de fácil iteratividade e baseia-se no conceito de derivada total do Cálculo Diferencial. Sendo uma função de várias variáveis diferenciável em seu domínio, então, a derivada total existe e pode ser calculada e escrita em função das derivadas parciais da função.

Neste trabalho, em termos de praticidade, é considerado o caso de funções reais de variável real tais que $F: \mathbf{R}^2 \rightarrow \mathbf{R}$ (\mathbf{R} é o conjunto dos números reais). A função F é uma função de duas variáveis x , o espaço, e t , o tempo.

A derivada total em relação à variável t é definida como:

$$\frac{dF}{dt} = \frac{dx}{dt} \frac{\partial F}{\partial x} + \frac{\partial F}{\partial t} \quad (2.9)$$

Como o termo $\frac{dx}{dt}$ da equação 2.9 pode ser interpretado fisicamente como sendo a velocidade e o termo $\frac{\partial F}{\partial t}$ da equação 2.9 é a representação do fenômeno transiente, então, a equação 2.9 é ideal para resolver problemas reais de engenharia pelo Método das Características.

As equações que governam o transiente hidráulico formam em conjunto uma Equação Diferencial Parcial Linear de 2ª ordem Quasi-Hiperbólica e sua forma geral é:

$$A \frac{\partial^2 F}{\partial x^2} + 2B \frac{\partial^2 F}{\partial x \partial t} + C \frac{\partial^2 F}{\partial t^2} = 0 \quad (2.10)$$

De acordo com Kreyszig (2006), classifica-se a equação 2.10 em:

Hiperbólica, se $AC - B^2 < 0$;

Parabólica, se $AC - B^2 = 0$;

Elíptica, se $AC - B^2 > 0$.

Pode-se demonstrar que o Método das Características é aplicável em Equações Hiperbólicas, ou seja, que o método é compatível com a modelagem do fenômeno transiente.

Sejam as equações abaixo,

$$u = \frac{\partial F}{\partial x} \quad (2.11)$$

$$v = \frac{\partial F}{\partial t} \quad (2.12)$$

Derivando a equação 2.11 em relação a t e a equação 2.12 em relação a x , obtém-se, respectivamente:

$$\frac{\partial u}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\partial F}{\partial x} \right) = \frac{\partial^2 F}{\partial t \partial x} \quad (2.13)$$

$$\frac{\partial v}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\partial F}{\partial t} \right) = \frac{\partial^2 F}{\partial x \partial t} \quad (2.14)$$

Se a função F for contínua então $\frac{\partial^2 F}{\partial t \partial x} = \frac{\partial^2 F}{\partial x \partial t}$, logo, chega-se a equação 2.15, que é chamada *equação da compatibilidade*.

$$\frac{\partial u}{\partial t} = \frac{\partial v}{\partial x} \quad (2.15)$$

Então, ao substituir o resultado dado pela equação 2.15 na equação 2.10 e como $\frac{\partial u}{\partial x} = \frac{\partial^2 F}{\partial x^2}$ e $\frac{\partial v}{\partial t} = \frac{\partial^2 F}{\partial t^2}$, então, tem-se:

$$A \frac{\partial u}{\partial x} + 2B \frac{\partial v}{\partial x} + C \frac{\partial v}{\partial t} = 0 \quad (2.16)$$

A equação 2.15 pode ser reescrita como:

$$\frac{\partial u}{\partial t} - \frac{\partial v}{\partial x} = 0 \quad (2.17)$$

que multiplicada por um escalar λ equivale a:

$$\lambda \left(\frac{\partial u}{\partial t} - \frac{\partial v}{\partial x} \right) = 0 \quad (2.18)$$

Somando-se as equações 2.18 e 2.16, tem-se:

$$\lambda \left(\frac{\partial u}{\partial t} - \frac{\partial v}{\partial x} \right) + A \frac{\partial u}{\partial x} + 2B \frac{\partial v}{\partial x} + C \frac{\partial v}{\partial t} = 0 \quad (2.19)$$

Reagrupando os termos da equação 2.19, pode-se reescrevê-la como:

$$\lambda \left(\frac{A}{\lambda} \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial t} \right) + C \left(\frac{2B - \lambda}{C} \frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial t} \right) = 0 \quad (2.20)$$

Ao substituir F da equação 2.9 por u e v obtém, respectivamente:

$$\frac{du}{dt} = \frac{dx}{dt} \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial t} \quad (2.21)$$

$$\frac{dv}{dt} = \frac{dx}{dt} \frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial t} \quad (2.22)$$

Comparando o termo $\left(\frac{A}{\lambda} \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial t} \right)$ da equação 2.20 com o membro da

direita da equação 2.21, isto é:

$$\frac{A}{\lambda} \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial t} = \frac{dx}{dt} \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial t} \quad (2.23)$$

obtém-se:

$$\frac{dx}{dt} = \frac{A}{\lambda} \quad (2.24)$$

Agora, comparando o termo $\left(\frac{2B - \lambda}{C} \frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial t} \right)$ da equação 2.20 com o

membro da direita da equação 2.22, isto é:

$$\frac{2B - \lambda}{C} \frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial t} = \frac{dx}{dt} \frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial t} \quad (2.25)$$

obtém-se:

$$\frac{dx}{dt} = \frac{2B - \lambda}{C} \quad (2.26)$$

Fazendo com que a equação tenha derivada ao longo de alguma curva no plano xt , e comparando as equações 2.24 e 2.26, chega-se à seguinte conclusão:

$$\frac{A}{\lambda} = \frac{dx}{dt} = \frac{2B - \lambda}{C} \quad (2.27)$$

Daí,

$$\lambda \frac{du}{dt} + C \frac{dv}{dt} = 0 \quad (2.28)$$

Ao longo da curva característica expressa pela equação 2.27 o valor de λ pode ser calculado através da equação quadrática abaixo:

$$\lambda^2 - 2B\lambda + AC = 0 \quad (2.29)$$

que produz,

$$\lambda = B \pm \sqrt{B^2 - AC} \quad (2.30)$$

O Método das Características é um método iterativo que fornece uma solução aproximada para equações parciais utilizando duas curvas características.

A equação 2.30 só terá soluções reais e distintas se o discriminante, $B^2 - AC$, for positivo, então, concluí-se que a equação 2.10 pode ser resolvida por meio deste método quando se tem dois valores para λ o que implica $AC - B^2 < 0$, logo a equação é necessariamente hiperbólica.

Segundo Peroba Junior (2007), podem-se listar as seguintes propriedades para o Método das Características:

1. No Método das Características só se resolve equações ou conjunto de equações se estas forem hiperbólicas.

2. As equações hiperbólicas têm a propriedade de permitir descontinuidades em qualquer uma de suas variáveis ou suas derivadas podem ser calculadas em uma fronteira dentro da solução ao longo da curva característica.
3. Os métodos numéricos aproximam variáveis dependentes por polinômios, problemas com fronteiras ou valores descontínuos, logo, eles podem ser resolvidos de forma precisa usando somente técnicas numéricas ao longo das curvas características.
4. Para se obter uma solução única deve ser usada a geometria que as curvas características determinam com a fronteira e a condição inicial.
5. A inclinação da curva característica, $\frac{dx}{dt}$, é a velocidade da onda, ou seja, a velocidade com que o distúrbio se propaga dentro do domínio.

2.6 Equações Características

Segundo Chaudhry (1979) as equações fundamentais que governam os escoamentos transientes em condutos forçados são as equações da quantidade de movimento e da continuidade, dadas respectivamente por:

$$\frac{\partial Q}{\partial t} + gA \frac{\partial H}{\partial x} + \frac{f}{2DA} Q|Q| = 0 \quad (2.31)$$

e

$$a^2 \frac{\partial Q}{\partial x} + gA \frac{\partial H}{\partial t} = 0 \quad (2.32)$$

onde Q é a vazão, H é a carga, a é a celeridade, g é aceleração da gravidade, f é o fator de atrito, e A e D são, respectivamente, a área e o diâmetro da seção do duto. As deduções das equações 2.31 e 2.32 estão contidas no anexo A.

O intuito é resolver essas equações para se determinar a carga H e a vazão Q em cada seção da tubulação em função do tempo. Porém, as equações 2.31 e 2.32 são equações diferenciais parciais e não tem solução analítica, portanto, uma solução explícita não está disponível.

O Método das Características é, então, utilizado para a obtenção de uma solução aproximada para valores discretos de x e de t e tem como principal vantagem o fato de poder eliminar uma das variáveis independentes, ou seja, pode-se trabalhar apenas com a variável x ou t , separadamente.

Em seguida apresentamos o desenvolvimento das equações que governam os escoamentos transientes aplicando-se o Método das Características.

Inicialmente, reescrevem-se as equações 2.31 e 2.32, como segue:

$$L_1 = \frac{\partial Q}{\partial t} + gA \frac{\partial H}{\partial x} + RQ|Q| = 0 \quad (2.33)$$

$$L_2 = a^2 \frac{\partial Q}{\partial x} + gA \frac{\partial H}{\partial t} = 0 \quad (2.34)$$

na qual $R = \frac{f}{2DA}$. Considera-se uma combinação linear das equações (2.33) e (2.34), isto é:

$$L = L_1 + \lambda L_2 \quad (2.35)$$

ou

$$\left(\frac{\partial Q}{\partial t} + \lambda a^2 \frac{\partial Q}{\partial x} \right) + \lambda gA \left(\frac{\partial H}{\partial t} + \frac{1}{\lambda} \frac{\partial H}{\partial x} \right) + RQ|Q| = 0 \quad (2.36)$$

Se $H = H(x, t)$ e $Q = Q(x, t)$, então as derivadas totais são dadas por:

$$\frac{dQ}{dt} = \frac{\partial Q}{\partial x} \frac{dx}{dt} + \frac{\partial Q}{\partial t} \quad (2.37)$$

e

$$\frac{dH}{dt} = \frac{\partial H}{\partial x} \frac{dx}{dt} + \frac{\partial H}{\partial t} \quad (2.38)$$

Então, por definição, tem-se que:

$$\frac{1}{\lambda} = \frac{dx}{dt} = \lambda a^2 \quad (2.39)$$

resultando em

$$\lambda = \pm \frac{1}{a} \quad (2.40)$$

e usando as equações 2.37 e 2.38 na equação 2.36, pode-se escrever:

$$\frac{dQ}{dt} + \frac{gA}{a} \frac{dH}{dt} + RQ|Q| = 0 \quad (2.41)$$

se

$$\frac{dx}{dt} = a \quad (2.42)$$

e

$$\frac{dQ}{dt} - \frac{gA}{a} \frac{dH}{dt} + RQ|Q| = 0 \quad (2.43)$$

se

$$\frac{dx}{dt} = -a \quad (2.44)$$

As equações 2.41 e 2.43 somente serão válidas se as equações 2.42 e 2.44 forem satisfeitas, respectivamente. Por imposição do método tem-se que eliminar a variável independente x , e converter as equações diferenciais parciais 2.41 e 2.42 em equações diferenciais ordinárias na variável independente t .

As equações 2.41 e 2.43 são válidas em todo o plano xt , porém a equação 2.41 só é válida ao longo da linha reta dada pela equação 2.42 e a equação 2.43 só é válida ao longo da linha reta descrita pela equação 2.44.

Tem-se que no plano xt as equações 2.42 e 2.43 representam duas linhas retas com inclinações $+1/a$ e $-1/a$, respectivamente, que podem ser vistas na figura 2.14. Essas linhas são chamadas de *linhas características*. Matematicamente essas linhas dividem o plano xt em duas regiões, a qual pode ser dominadas por dois diferentes tipos de soluções.

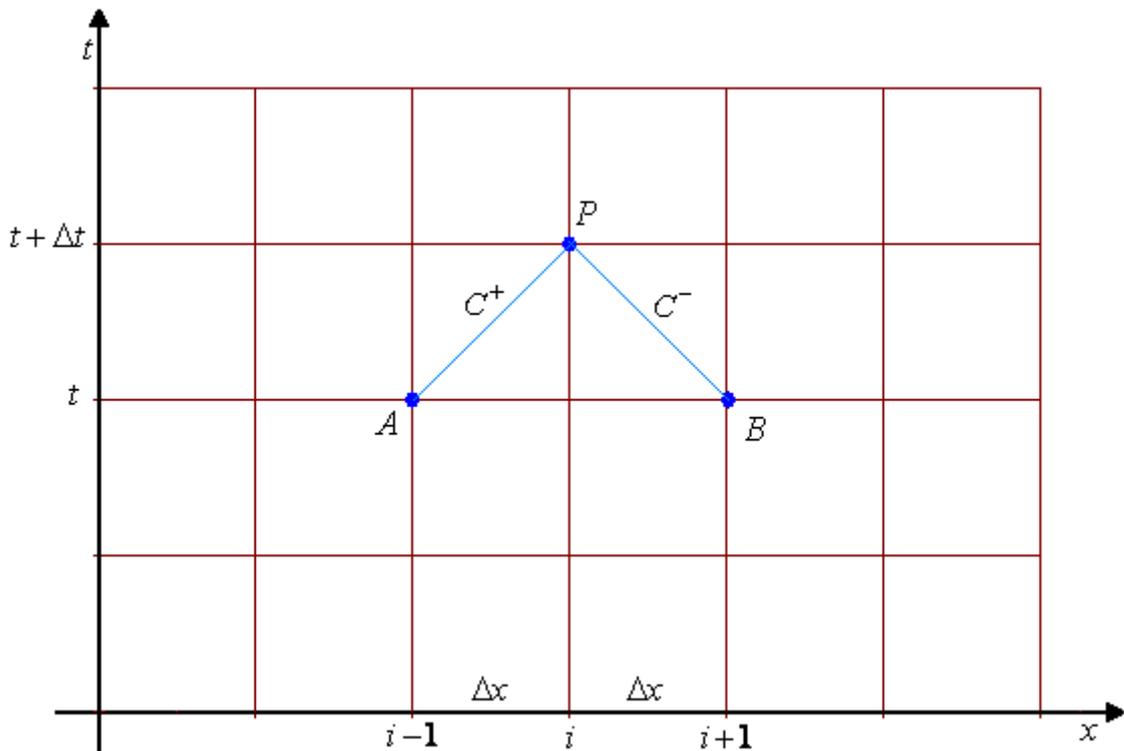


FIGURA 2.14 – Linhas Características

Uma solução numérica pode ser obtida, discretizando-se o domínio em trechos Δx e o tempo em intervalos Δt .

Assumindo-se que são conhecidas a carga e a vazão no tempo $t=t_0$, isto é, quando $t=0$ têm-se as condições iniciais. Então um processo iterativo é aplicado de modo que conhecendo os valores da carga e da vazão em um dado instante $t=t_0$ é possível calcular os valores da carga e da vazão no instante posterior $t=t_0 + \Delta t$.

Considerando a figura 2.14, supõe-se que se conhecem os valores de Q e H nos pontos $A(i-1, t)$ e $B(i+1, t)$, então, podem-se usar as equações 2.41 e 2.43 para calcular os valores no ponto $P(i, t + \Delta t)$.

Ao se multiplicar os termos da equação 2.41 por dt , as derivadas da vazão $\frac{dQ}{dt}$ e da carga $\frac{dH}{dt}$ serão expressos em forma de diferenciais, dQ e dH , respectivamente, logo a equação 2.35 pode ser escrita como:

$$dQ + \frac{gA}{a} dH + RQ|Q| dt = 0 \quad (2.45)$$

agora integrando a equação 2.45 tem-se:

$$\int_{Q(i-1,t)}^{Q(i,t+\Delta t)} dQ + \frac{gA}{a} \int_{H(i-1,t)}^{H(i,t+\Delta t)} dH + R \int_{Q(i-1,t)}^{Q(i,t+\Delta t)} Q|Q| dt = 0 \quad (2.46)$$

Os subscritos $(i-1,t)$ e $(i+1,t)$ referem-se às posições dos nós, anterior, $i-1$, e posterior, $i+1$, no instante de tempo anterior, t . Já o subscrito $(i,t+\Delta t)$ indica valores da posição atual no instante de tempo posterior, ou seja, os valores a serem determinados.

Podem-se calcular as duas primeiras integrais da equação 2.46, entretanto, o terceiro termo não é possível, pois, a variação de Q em relação a t não é explícita. Usando uma aproximação de primeira ordem, encontramos o valor para a integral do terceiro termo:

$$R \int_{Q(i-1,t)}^{Q(i,t+\Delta t)} Q|Q| dt \cong RQ_{(i-1,t)} \left| Q_{(i-1,t)} \right| (t + \Delta t - t) = R\Delta t Q_{(i-1,t)} \left| Q_{(i-1,t)} \right| \quad (2.47)$$

Em outras palavras, supõe-se que a vazão Q permanece constante do ponto A ao ponto P . Logo, substituindo a equação 2.41 na equação 2.40, obtém:

$$Q_{(i,t+\Delta t)} - Q_{(i-1,t)} + \frac{gA}{a} [H_{(i,t+\Delta t)} - H_{(i-1,t)}] + R\Delta t Q_{(i-1,t)} \left| Q_{(i-1,t)} \right| = 0 \quad (2.48)$$

A equação 2.48 é exata, exceto para o termo contendo o coeficiente de atrito ($R = f/2DA$). Se o termo R for muito grande, pode ocorrer uma instabilidade numérica, portanto, para evitar tal fato devem-se usar intervalos de tempo menores.

De maneira análoga pode-se fazer o mesmo procedimento com a equação 2.43 obtendo:

$$Q_{(i,t+\Delta t)} - Q_{(i+1,t)} - \frac{gA}{a} [H_{(i,t+\Delta t)} - H_{(i+1,t)}] + R\Delta t Q_{(i+1,t)} \left| Q_{(i+1,t)} \right| = 0 \quad (2.49)$$

Com as equações 2.48 e 2.49, que são soluções das equações 2.41 e 2.43, pode-se montar um sistema de duas equações nas variáveis $Q_{(i,t+\Delta t)}$ e $H_{(i,t+\Delta t)}$.

Podem-se escrever as equações 2.48 e 2.49 da seguinte maneira:

$$C^+ : Q_{(i,t+\Delta t)} - Q_{(i-1,t)} + C_a \left[H_{(i,t+\Delta t)} - H_{(i-1,t)} \right] + R\Delta t Q_{(i-1,t)} \left| Q_{(i-1,t)} \right| = 0 \quad (2.50)$$

e

$$C^- : Q_{(i,t+\Delta t)} - Q_{(i+1,t)} - C_a \left[H_{(i,t+\Delta t)} - H_{(i+1,t)} \right] + R\Delta t Q_{(i+1,t)} \left| Q_{(i+1,t)} \right| = 0 \quad (2.51)$$

onde $C_a = \frac{gA}{a}$.

As equações 2.50 e 2.51 podem, em termos de simplificação, ser escritas da seguinte forma:

$$C^+ : Q_{(i,t+\Delta t)} = C_P - C_a H_{(i,t+\Delta t)} \quad (2.52)$$

e

$$C^- : Q_{(i,t+\Delta t)} = C_N + C_a H_{(i,t+\Delta t)} \quad (2.53)$$

onde:

$$C_P = Q_{(i-1,t)} + C_a H_{(i-1,t)} - R\Delta t Q_{(i-1,t)} \left| Q_{(i-1,t)} \right| \quad (2.54)$$

e

$$C_N = Q_{(i+1,t)} - C_a H_{(i+1,t)} - R\Delta t Q_{(i+1,t)} \left| Q_{(i+1,t)} \right| \quad (2.55)$$

Tem-se que a equação 2.52 é válida ao longo da linha de característica positiva AP e a equação 2.53 é válida ao longo da linha de característica negativa BP (figura 2.14).

Os valores de C_P e C_N são conhecidos para cada intervalo de tempo e a constante C_a depende das propriedades do conduto. Chama-se a equação 2.52 de *equação de característica positiva* e a equação 2.53 de *equação de característica negativa*.

Somando as equações 2.52 e 2.53 e simplificando o resultado, obtemos o valor da variável $Q_{(i,t+\Delta t)}$, a saber:

$$Q_{(i,t+\Delta t)} = \frac{C_P + C_N}{2} \quad (2.56)$$

Substituindo a equação 2.50 em uma das equações, 2.52 ou 2.53, obtém-se o valor da variável $H_{(i,t+\Delta t)}$, ou seja:

$$H_{(i,t+\Delta t)} = \frac{C_P - C_N}{2C_a} \quad (2.57)$$

2.7 Equação da onda

Segundo Chaudhry (1987) as equações da continuidade e do momento em função da pressão p e da velocidade V são escritas, respectivamente:

$$\frac{\partial p}{\partial t} + \rho a^2 \frac{\partial V}{\partial x} = 0 \quad (2.58)$$

$$\frac{\partial V}{\partial t} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + \frac{fV|V|}{2D} = 0 \quad (2.59)$$

Derivando a equação 2.58 em relação à x e a equação 2.59 em relação a t , resulta, respectivamente:

$$\frac{\partial^2 p}{\partial x \partial t} + \rho a^2 \frac{\partial^2 V}{\partial x^2} = 0 \quad (2.60)$$

$$\frac{\partial^2 V}{\partial t^2} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial^2 p}{\partial t \partial x} = 0 \quad (2.61)$$

Considerando p continuamente diferenciável então:

$$\frac{\partial^2 p}{\partial x \partial t} = \frac{\partial^2 p}{\partial t \partial x} \quad (2.62)$$

logo combinando as equações 2.60, 2.61 e 2.62, tem-se:

$$\frac{\partial^2 V}{\partial t^2} = a^2 \frac{\partial^2 V}{\partial x^2} \quad (2.63)$$

A equação 2.63 é chamada de equação unidimensional da onda, sendo uma equação diferencial parcial de 2ª ordem e linear. Porém, antes de resolver a equação 2.63, são necessárias algumas hipóteses simplificadoras. Primeiramente, assume-se que não há perdas por atrito, garantindo um movimento periódico para a propagação da onda e leva-se em consideração que o fechamento da válvula ocorre instantaneamente, fazendo com que a velocidade de escoamento seja nula nas extremidades.

Para resolver matematicamente a equação 2.63 é necessário escrever as seguintes condições de contorno:

$$V(0,t)=0 \quad (2.64)$$

$$V(L,t)=0 \quad (2.65)$$

Para utilizar o método da separação de variáveis assume-se que V pode ser escrita da seguinte forma:

$$V(x,t)=X(x)T(t) \quad (2.66)$$

Derivando-se duas vezes a equação 2.66 em relação à x e depois em relação a t , obtêm-se, respectivamente:

$$\frac{\partial^2 V}{\partial x^2} = X''(x)T(t) \quad (2.67)$$

e

$$\frac{\partial^2 V}{\partial t^2} = X(x)T''(t) \quad (2.68)$$

Substituindo as equações 2.67 e 2.68 na equação 2.63 obtêm-se:

$$X(x)T''(t) = a^2 X''(x)T(t) \quad (2.69)$$

ou:

$$\frac{T''(t)}{a^2 T(t)} = \frac{X''(x)}{X(x)} \quad (2.70)$$

Como a expressão da esquerda na equação 2.70 só depende da variável t e a expressão da direita nesta equação só depende da variável x , então para que haja uma igualdade é necessário que:

$$\frac{T''(t)}{a^2 T(t)} = \frac{X''(x)}{X(x)} = k \quad (2.71)$$

Da equação 2.71 é de imediato a obtenção de duas equações diferenciais ordinárias de 2ª ordem lineares, apresentadas logo em seguida:

$$X''(x) - kX(x) = 0 \quad (2.72)$$

e

$$T''(t) - a^2 kT(t) = 0 \quad (2.73)$$

Como $V(x,t) = X(x)T(t)$, então se $T(t) = 0$, verifica-se que $V \equiv 0$ e como este resultado não nos interessa, conclui-se que $T(t) \neq 0$ para todo t . A partir desta conclusão, as equações 2.64 e 2.65 podem ser escritas das seguintes formas:

$$V(0,t) = X(0)T(t) = 0 \quad (2.74)$$

$$V(L,t) = X(L)T(t) = 0 \quad (2.75)$$

Das equações 2.74 e 2.75 obtêm-se as condições de contorno:

$$X(0)=0 \text{ e } X(L)=0 \quad (2.76)$$

que serão utilizadas para resolver analiticamente a equação 2.74.

De acordo com Kreyszig (2006) para se resolver a equação 2.72, deve-se fazer uma análise da constante k , primeiramente se $k=0$, então a equação 2.72 torna-se:

$$X''(x)=0 \quad (2.77)$$

cuja solução é dada por:

$$X(x)=Ax+B \quad (2.78)$$

Aplicando as condições dadas pela equação 2.76 tem-se $A=B=0$, obtendo $X \equiv 0$, que não interessa, pois dará a solução nula para a equação 2.72.

Tomando valores positivos para a constante k , ou seja, assumindo $k=\mu^2$ a equação 2.72 torna-se:

$$X''(x)-\mu^2 X(x)=0 \quad (2.79)$$

cuja solução é dada por:

$$X(x)=Ce^{\lambda x} + De^{-\lambda x} \quad (2.80)$$

Novamente, ao se aplicar as condições dadas pela equação 2.76, encontra-se $C=D=0$, o que resulta uma solução nula para a equação 2.66, o que, também, não interessa.

Agora, tomando-se valores negativos para k , ou seja, $k=-\lambda^2$, daí a equação 2.66 torna-se:

$$X''(x) + \lambda^2 X(x) = 0 \quad (2.81)$$

cuja solução é dada por:

$$X(x) = E \cos \lambda x + F \operatorname{sen} \lambda x \quad (2.82)$$

Aplicando as condições dadas pela equação 2.76 obtém-se:

$$X(0) = E = 0 \text{ e } X(L) = F \operatorname{sen} \lambda L = 0 \quad (2.83)$$

Logo, como não interessa a solução nula, então, torna-se necessário que $F \neq 0$ dando $\operatorname{sen} \lambda L = 0$, como a função seno é nula em arcos múltiplos inteiros de π , tem-se:

$$\lambda L = n\pi \quad \Rightarrow \quad \lambda = \frac{n\pi}{L} \quad (2.84)$$

Fazendo $F = 1$, obtem-se infinitas soluções $X(x) = X_n(x)$, onde:

$$X_n(x) = \operatorname{sen} \left(\frac{n\pi}{L} x \right) \quad (2.85)$$

Como $k = -\lambda^2 = -\frac{n^2 \pi^2}{L^2}$, então, a equação 2.73 toma a seguinte forma:

$$T''(t) + \lambda_n^2 k T(t) = 0 \quad (2.86)$$

onde $\lambda_n = \frac{n\pi}{L}$.

Uma solução para a equação 2.86 é dada por:

$$T_n(t) = A_n \cos \lambda_n t + B_n \operatorname{sen} \lambda_n t \quad (2.87)$$

onde A_n e B_n são constantes reais.

Logo, a função $V(x,t) = X(x)T(t)$ pode ser escrita como:

$$V_n(x,t) = (A_n \cos \lambda_n t + B_n \text{sen} \lambda_n t) \text{sen} \left(\frac{n\pi}{L} X \right) \quad (2.88)$$

para $\lambda_n = \frac{an\pi}{L}$ e $n=1,2,3,\dots$

A solução geral de uma da equação diferencial pode ser escrita como uma combinação linear de suas soluções particulares, logo a solução geral da equação 2.63 é dada por:

$$V_n(x,t) = \sum_{n=1}^{\infty} (A_n \cos \lambda_n t + B_n \text{sen} \lambda_n t) \text{sen} \left(\frac{n\pi}{L} X \right) \quad (2.89)$$

para $\lambda_n = \frac{an\pi}{L}$ e $n=1,2,3,\dots$

A equação 2.89 é chamada de *Equação de Movimento Harmônico* onde cada n representa um chamado modo normal da mesma e cuja freqüência é

$$f = \frac{\lambda_n}{2\pi} = \frac{an}{2L}.$$

Tem-se que o primeiro modo normal, ou seja, para $n=1$, é o mais importante de todos e é chamado de modo fundamental. E neste modo verifica-se que o período de uma onda de sobrepressão é dado por: $T = \frac{1}{f} = \frac{2L}{a}$, assim, observa-se que a celeridade representa a velocidade de propagação da onda de sobrepressão (ou subpressão) durante o transiente hidráulico no qual se despreza as perdas de carga por atrito.

2.8 Vazão Mássica

De acordo com Peroba Junior (2007) os modelos matemáticos que são utilizados para simular o comportamento das ventosas consideram o escoamento compressível, já que o ar se desloca a velocidades comparadas com a do som e suas mudanças de densidade são significativas.

2.8.1. Gás Perfeito

Segundo Potter e Wiggert (2004), em muitas aplicações em engenharia o comportamento dos gases pode ser descrito pela lei dos gases perfeitos (ideais). Porém, se a temperatura é relativamente baixa e/ou a pressão relativamente alta deve-se usar a lei do gás real.

Para o ar em temperatura acima de $-50\text{ }^{\circ}\text{C}$ ($-58\text{ }^{\circ}\text{F}$), a lei do gás ideal aproxima bem o comportamento do ar em grau aceitável, desde que a pressão não seja extremamente alta (POTTER; WIGGERT, 2004).

Um gás perfeito pode ser definido como sendo um fluido que apresenta calores específicos constantes e segue a lei:

$$p = \rho \bar{R} T \quad (2.90)$$

onde p é a pressão absoluta, ρ é a massa específica, T é a temperatura absoluta e \bar{R} é a constante do gás. A constante do gás é relacionada à constante universal dos gases, R_u , pela relação:

$$\bar{R} = \frac{R_u}{M} \quad (2.91)$$

onde M é a massa molar e R_u é a constante universal dos gases.

No caso do ar temos $M_{ar}=28,97 \text{ Kg/Kgmol}$ e como a constante universal dos gases é dada por $R_u=8314 \text{ J/Kgmol}\cdot\text{K}$, logo se conclui que para o ar $\bar{R}=287 \text{ J/Kg}\cdot\text{K}$.

Geralmente, o calor específico a volume constante c_v é definido por:

$$c_v = \left(\frac{\partial u}{\partial T} \right)_v \quad (2.92)$$

Sendo u a energia interna por unidade de massa, então, c_v é o acréscimo de energia interna necessário para aumentar de um grau a temperatura da unidade de massa do gás, mantido a volume constante. Em um gás perfeito a energia interna, u , é função somente da temperatura.

O calor específico à pressão constante c_p é definido por:

$$c_p = \left(\frac{\partial h}{\partial T} \right)_p \quad (2.93)$$

onde h é a entalpia por unidade de massa dada por:

$$h = u + \frac{p}{\rho} \quad (2.94)$$

Como para um gás perfeito temos $\frac{p}{\rho} = \bar{R}T$ e como a energia interna, u , é função somente da temperatura, T , então, pode-se chegar a conclusão que a entalpia, h , é, também, função somente da temperatura.

Logo, para um gás perfeito as equações 2.92 e 2.93 podem ser escritas, respectivamente, como:

$$du = c_v dT \quad (2.95)$$

$$dh = c_p dT \quad (2.96)$$

Substituindo $\frac{p}{\rho} = \bar{R}T$ na equação 2.94, teremos:

$$h = u + \bar{R}T \quad (2.97)$$

Derivando a equação 2.97 em relação à temperatura, e escrevendo o resultado em forma de diferenciais, obtemos:

$$dh = du + \bar{R}dT \quad (2.98)$$

Substituindo as equações 2.95 e 2.96 na equação 2.98 e simplificando o resultado, obtém-se:

$$c_p = c_v + \bar{R} \quad (2.99)$$

que é válida para qualquer equação que obedeça à equação 2.90.

Define-se a constante adiabática, k , como sendo a razão entre os calores específicos à pressão e a volume constantes, ou seja:

$$k = \frac{c_p}{c_v} \quad (2.100)$$

Finalmente, podem-se expressar os calores específicos à pressão e a volume constantes como função da constante do gás e a constante adiabática. Combinando as equações 2.99 e 2.100, obtêm-se:

$$c_p = \frac{k}{k-1} \bar{R} \quad (2.101)$$

$$c_v = \frac{\bar{R}}{k-1} \quad (2.102)$$

2.8.2. Velocidade de propagação do Som e o Número de Mach

A velocidade do som é a velocidade com a qual uma perturbação de pequena amplitude se desloca através de um fluido. Essa perturbação é análoga a uma pequena onda gravitacional que viaja radialmente quando uma pedrinha é atirada em uma lagoa (POTTER; WIGGERT, 2004).

Para se determinar a velocidade de propagação de uma pequena perturbação de pressão, denominada *onda sonora*, em um conduto aplicam-se as equações da continuidade e do momento.

A equação da continuidade pode ser escrita como:

$$\rho VA \equiv (\rho + d\rho)(V + dV)A \quad (2.103)$$

onde A é a área da seção transversal do conduto. Simplificando a equação 2.103,

$$\rho dV + V d\rho = 0 \quad (2.104)$$

A equação da quantidade de movimento na forma vetorial é dada por:

$$\sum \vec{F} = \frac{\partial}{\partial t} \int_{v.c.} \rho \vec{V} dV + \int_{s.c.} \rho \vec{V} (\vec{V} \cdot d\vec{A}) \quad (2.105)$$

que aplicada ao volume e desprezando-se o atrito torna-se:

$$pA - (p + dp)A = \rho VA(V + dV - V) \quad (2.106)$$

Simplificando a equação 2.106, obtém-se:

$$dp = -\rho V dV \quad (2.107)$$

Se o termo ρdV for eliminado nas equações 2.104 e 2.107, resulta:

$$V^2 = \frac{dp}{d\rho} \quad (2.108)$$

Então, de acordo com Streeter; Wylie (1982) uma pequena perturbação ou variação nas condições de um escoamento permanente só será possível quando a velocidade no conduto assume o valor particular $V = \sqrt{dp/d\rho}$.

A situação pode mudar no escoamento transitório com uma pequena perturbação se movendo através do fluido em repouso, superpondo ao sistema e ao meio a velocidade V orientada no sentido contrário ao escoamento já que não ocorrem mudanças na dinâmica do problema.

As grandes perturbações, como a explosão de uma bomba, podem se propagar mais rapidamente que o som (STREETER e WYLIE, 1982). A equação da velocidade do som é dada por:

$$c = \sqrt{\frac{dp}{d\rho}} \quad (2.109)$$

e ela pode ser posta sob várias formas úteis. Ao se introduzir o módulo de elasticidade volumétrica, K ,

$$K = -\frac{dp}{dv/v} \quad (2.110)$$

onde v é o volume do fluido sujeito à variação de pressão dp .

Tem-se que

$$\frac{dv}{v} = \frac{dv_s}{v_s} - \frac{d\rho}{\rho} \quad (2.111)$$

logo pode-se expressar K da seguinte forma:

$$K = \frac{\rho dp}{d\rho} \quad (2.112)$$

Logo a equação 2.109 pode ser escrita como:

$$c = \sqrt{\frac{K}{\rho}} \quad (2.113)$$

A equação 2.112 se aplica tanto a líquido como a gases.

Já que as variações de pressão e temperatura devido à passagem de uma onda sonora são extremamente pequenas, o processo é quase reversível.

O processo, também, é praticamente adiabático (não há troca de calor) já que a passagem da onda se processa com extrema rapidez e ocorre a pequenas variações de temperaturas. Então, no limite o processo pode ser considerado isentrópico,

$$\frac{p}{\rho^k} = \text{const} \quad (2.114)$$

diferenciando, ambos, os lados da equação 2.114, e reagrupando os termos, obtém-se:

$$\frac{dp}{d\rho} = \frac{kp}{\rho} \quad (2.115)$$

A partir da equação dos gases perfeitos $p = \rho \bar{R}T$, tem-se:

$$c = \sqrt{k\bar{R}T} \quad (2.116)$$

A equação 2.116 mostra que a velocidade do som num gás perfeito é função somente da sua temperatura. Então, em um escoamento isotérmico, a velocidade do som permanece constante.

De acordo com Streeter; Wylie (1982), o número de Mach foi definido como a relação entre a velocidade do fluido e a velocidade local de propagação do som no meio, ou seja:

$$M = \frac{V}{c} \quad (2.117)$$

Se elevarmos ao quadrado os dois lados da equação 2.117 obtém-se:

$$M^2 = \frac{V^2}{c^2} \quad (2.118)$$

que pode ser interpretado como a relação entre a energia cinética, proporcional a V^2 , e a energia térmica do fluido, proporcional a T (ver equação 2.116).

Pode-se concluir que o número de Mach é uma medida da importância da compressibilidade.

Em um fluido incompressível, K é extremamente grande, ou seja, pode-se considerar que K é infinito, conseqüentemente a velocidade do som, c , também, então o número de Mach, M , é igual a zero. Logo para gases perfeitos tem-se:

$$K = \rho c^2 \quad (2.119)$$

quando se tem uma compressão isentrópica.

2.8.3. Escoamento Isentrópico

Há muitas aplicações em que o gás escoar através de uma seção de tubo ou duto que possui uma área variável, e no qual um escoamento permanente, uniforme e isentrópico é uma boa aproximação da situação real (POTTER; WIGGERT, 2004).

Segundo Streeter; Wylie (1982) o escoamento isentrópico é, também, conhecido como escoamento adiabático sem atrito. Na prática com gases reais não se verifica esse tipo de escoamento, porém, uma boa aproximação é verificada em escoamentos através de transições, bocais e medidores tipo Venturi.

Neste caso os efeitos causados pelo atrito são desprezados, devido às pequenas distâncias percorridas, e as trocas de calor podem ser desprezadas, pois, as variações sofridas por uma partícula são suficientemente lentas para manter baixos os gradientes de velocidade e de temperatura.

Segundo Streeter; Wylie (1982) a equação de Euler é dada por:

$$VdV + g dz + \frac{dp}{\rho} = 0 \quad (2.120)$$

Alguns resultados são obtidos da equação 2.112, basta desprezar as variações de cotas,

$$VdV + \frac{dp}{\rho} = 0 \quad (2.121)$$

e, também, da equação da continuidade,

$$\rho AV = \text{const} \quad (2.122)$$

Diferenciando ambos os lados da equação 2.122 e dividindo o resultado por ρAV , obtém-se:

$$\frac{d\rho}{\rho} + \frac{dV}{V} + \frac{dA}{A} = 0 \quad (2.123)$$

Da equação 2.109 resulta que $dp = c^2 d\rho$. Substituindo este resultado na equação 2.121, tem-se:

$$VdV + c^2 \frac{d\rho}{\rho} = 0 \quad (2.124)$$

resultando na seguinte equação,

$$\frac{d\rho}{\rho} = -\frac{VdV}{c^2} \quad (2.125)$$

Substituindo a equação 2.125 na equação 2.123 e reagrupando os termos,

$$\frac{dA}{dV} = \frac{A}{V} \left(\frac{V^2}{c^2} - 1 \right) = \frac{A}{V} (M^2 - 1) \quad (2.126)$$

A relação é devido ao fato de se considerar o escoamento permanente e sem atrito, porém, não há nenhuma restrição quanto às trocas de calor.

Pode-se através da equação 2.126 analisar os escoamentos; subsônico, sônico e supersônico.

No escoamento subsônico tem-se $M < 1$, o que implica $dA/dV < 0$; o que significa que a área do conduto deverá diminuir para que a velocidade aumente.

Como $dA/dV=0$ só ocorre quando $M=1$, conclui-se que a velocidade vai aumentando até atingir a seção mínima ou garganta, sendo essa a única seção onde ocorre escoamento sônico.

No escoamento supersônico tem-se $M > 1$, logo $dA/dV > 0$ e a área deve aumentar para que a velocidade aumente.

Logo, para se obter um escoamento supersônico permanente, a partir de um fluido em repouso num reservatório deve-se inicialmente conduzir o fluido através de um conduto convergente e depois através de um conduto divergente.

Limitando-se à análise de um escoamento isentrópico a seguinte equação é válida:

$$p = \frac{p_1}{\rho_1^k} \rho^k \quad (2.127)$$

Agora se deriva p em relação a ρ na equação 2.127, e apresenta o resultado em forma de diferenciais, então, obtêm o seguinte resultado:

$$dp = k \frac{p_1}{\rho_1} \rho^{k-1} d\rho \quad (2.128)$$

Substituindo a equação 2.128 na equação 2.121, tem-se:

$$VdV + k \frac{p_1}{\rho_1} \rho^{k-2} d\rho = 0 \quad (2.129)$$

Integrando, obtêm-se,

$$\frac{V^2}{2} + \frac{k}{k-1} \frac{p_1}{\rho_1^k} \rho^{k-1} = \text{const} \quad (2.130)$$

ou, então, pode-se escrever a equação 2.122 da seguinte maneira:

$$\frac{V_1^2}{2} + \frac{k}{k-1} \frac{p_1}{\rho_1} = \frac{V_2^2}{2} + \frac{k}{k-1} \frac{p_2}{\rho_2} \quad (2.131)$$

Pode-se expressar a equação 2.131 em função da temperatura; como $p = \rho \bar{R}T$, então:

$$\frac{V_1^2}{2} + \frac{k}{k-1} \bar{R}T_1 = \frac{V_2^2}{2} + \frac{k}{k-1} \bar{R}T_2 \quad (2.132)$$

No escoamento adiabático a partir de um reservatório, onde o estado definido por p_0 , ρ_0 , T_0 , pode-se escrever para uma seção genérica,

$$\frac{V^2}{2} = \frac{k\bar{R}}{k-1} (T_0 - T) \quad (2.133)$$

Ao se considerar o número de Mach local V/c , com $c^2 = k\bar{R}T$, então,

$$M^2 = \frac{V^2}{c^2} = \frac{2k\bar{R}(T_0 - T)}{(k-1)k\bar{R}T} = \frac{2}{k-1} \left(\frac{T_0}{T} - 1 \right) \quad (2.134)$$

ou

$$\frac{T_0}{T} = 1 + \frac{k-1}{2} M^2 \quad (2.135)$$

No estado isentrópico são dadas as seguintes equações.

$$\frac{p_0}{p} = \left(1 + \frac{k-1}{2} M^2 \right)^{k/(k-1)} \quad (2.136)$$

$$\frac{\rho_0}{\rho} = \left(1 + \frac{k-1}{2} M^2 \right)^{1/(k-1)} \quad (2.137)$$

Na garganta têm-se as condições críticas do escoamento e a velocidade do escoamento é igual à velocidade do som e esta condição é chamada de condição sônica e é indicada por um asterisco: $M = 1$; $c^* = V^* = \sqrt{k\bar{R}T^*}$.

Considerando $k=1,4$ e aplicando as equações 2.135, 2.136 e 2.137 para condições críticas na seção da garganta, obtêm-se:

$$\frac{T^*}{T_0} = \frac{2}{k+1} = 0,833 \quad (2.138)$$

$$\frac{p^*}{p_0} = \left(\frac{2}{k+1} \right)^{k/(k-1)} = 0,528 \quad (2.139)$$

$$\frac{\rho^*}{\rho_0} = \left(\frac{2}{k+1} \right)^{1/(k-1)} = 0,634 \quad (2.140)$$

Pode-se encontrar a variação da área com o número de Mach para o estado crítico através da equação da continuidade e as equações 2.135 a 2.140. Inicialmente,

$$\rho AV = \rho^* A^* V^* \quad (2.141)$$

onde A^* é área mínima ou área da garganta. Daí,

$$\frac{A}{A^*} = \frac{\rho^* V^*}{\rho V} \quad (2.142)$$

Como $V^* = c^* = \sqrt{k\bar{R}T^*}$ e $V = cM = M\sqrt{k\bar{R}T}$, então, usando as equações 2.135 e 2.138 e simplificando o resultado, tem-se:

$$\frac{V^*}{V} = \frac{1}{M} \sqrt{\frac{T^*}{T}} = \frac{1}{M} \sqrt{\frac{T^*}{T_0}} \sqrt{\frac{T_0}{T}} = \frac{1}{M} \sqrt{\frac{2+(k-1)M^2}{k+1}} \quad (2.143)$$

Analogamente:

$$\frac{\rho^*}{\rho} = \frac{1}{M} \left[\frac{2+(k-1)M^2}{k+1} \right]^{1/(k-1)} \quad (2.144)$$

Substituindo as equações 2.143 e 2.144 na equação 2.142,

$$\frac{A}{A^*} = \frac{1}{M} \left[\frac{2+(k-1)M^2}{k+1} \right]^{(k+1)/2(k-1)} \quad (2.145)$$

que dá a variação da área do conduto em termos do número de Mach.

A razão A/A^* nunca é menor que 1 e qualquer valor maior que 1 corresponde a dois valores do número de Mach: um menor e outro maior que 1 (STREETER; WYLIE, 1982).

Se $k=1,4$ então a equação 2.145 torna-se:

$$\frac{A}{A^*} = \frac{1}{M} \left(\frac{5 + M^2}{6} \right)^3 \quad (2.146)$$

Da continuidade, tem-se que a máxima vazão mássica é dada por:

$$\dot{m}_{\max} = \rho^* A^* V^* \quad (2.147)$$

Utilizando as equações 2.138 e 2.140 e como $V^* = \sqrt{k\bar{R}T^*}$ pode-se expressar a equação 2.147 em função da área da garganta e das condições no reservatório, ou seja:

$$\dot{m}_{\max} = \rho^* A^* V^* = \rho_0 \left(\frac{2}{k+1} \right)^{1/(k-1)} A^* \sqrt{\frac{2k\bar{R}T_0}{k+1}} \quad (2.148)$$

Como $\rho_0 = \frac{p_0}{RT_0}$, então a equação 2.148 pode ser escrita como:

$$\dot{m}_{\max} = \frac{A^* p_0}{\sqrt{T_0}} \sqrt{\frac{k}{R} \left(\frac{2}{k+1} \right)^{(k+1)/(k-1)}} \quad (2.149)$$

e para $k=1,4$ reduz-se em:

$$\dot{m}_{\max} = 0,686 \frac{A^* p_0}{\sqrt{\bar{R}T_0}} \quad (2.150)$$

A equação 2.150 mostra que a vazão mássica varia linearmente com A^* e p_0 e varia com o inverso da raiz quadrada da temperatura absoluta.

Para o escoamento subsônico a velocidade na garganta deve ser inferior à velocidade sônica ($M < 1$). A vazão mássica é obtida por:

$$\dot{m} = \rho VA = A \sqrt{2 p_0 \rho_0 \frac{k}{k-1} \left(\frac{p}{p_0}\right)^{2/k} \left[1 - \left(\frac{p}{p_0}\right)^{(k-1)/k}\right]} \quad (2.151)$$

que foi deduzida através das equações 2.125 e 2.119 e da lei dos gases perfeitos.

A equação 2.137 é válida para qualquer seção e é aplicável desde que a velocidade na garganta seja subsônica. Ao substituir-se $k=1,4$ na equação 2.143, tem-se a vazão mássica para um escoamento subsônico:

$$\dot{m} = \rho VA = A \sqrt{7 p_0 \rho_0 \left[\left(\frac{p}{p_0}\right)^{1,4286} - \left(\frac{p}{p_0}\right)^{1,714} \right]} \quad (2.152)$$

Na condição de vazão mássica máxima, o escoamento a jusante da garganta pode ser tanto supersônico como subsônico, dependendo da pressão de jusante. Substituindo-se \dot{m} da equação 2.148 na equação 2.153 e simplificando, tem-se:

$$\left(\frac{p}{p_0}\right)^{2/k} \left[1 - \left(\frac{p}{p_0}\right)^{(k-1)/k}\right] = \frac{k-1}{2} \left(\frac{2}{k+1}\right)^{(k+1)/(k-1)} \left(\frac{A^*}{A}\right)^2 \quad (2.153)$$

onde A pode ser considerado como a área da seção de saída e p a pressão na saída.

Para $A^*/A < 1$ haverá dois valores de p/p_0 entre zero e um, o maior corresponde ao escoamento subsônico e o menor ao escoamento supersônico no conduto divergente. Para as relações de pressão menores que o maior valor acima citado, um escoamento isentrópico é impossível.

3 METODOLOGIA

Este trabalho de dissertação foi baseado no trabalho de dissertação apresentado por Peroba Júnior (2007) a respeito das ventosas automáticas de duplo efeito, no qual o mesmo considerava abertura e fechamento da válvula como sendo instantâneos. Neste presente trabalho esta abertura e fechamento da válvula serão considerados não instantâneos, ocorrendo uma variação linear da área do orifício da ventosa com o tempo.

Logo, esta dissertação também é fundamentada no trabalho de Chaudhry (1980), no que diz respeito às hipóteses simplificadoras utilizadas na modelagem do fluxo de ar através da válvula ventosa.

3.1 Ventosa Automática de Duplo Efeito (VADE)

Segundo Lessa (1984) podem ser feitas algumas hipóteses simplificadoras. O fluxo de ar através da ventosa é isentrópico e as expansões e contrações do ar dentro da tubulação ocorrem à temperatura constante. Assume-se que o volume de ar admitido permanece nas vizinhanças da válvula, sendo este volume pequeno quando comparado com o volume do líquido entre as seções.

A equação que governa a lei isotérmica dos gases é:

$$pV = m\bar{R}T \quad (3.1)$$

onde:

p : pressão absoluta dentro da tubulação;

V : volume de ar;

m : massa de ar;

\bar{R} : constante dos gases, que para o ar $\bar{R} = 287 \text{ J/kgK}$;

T : temperatura absoluta.

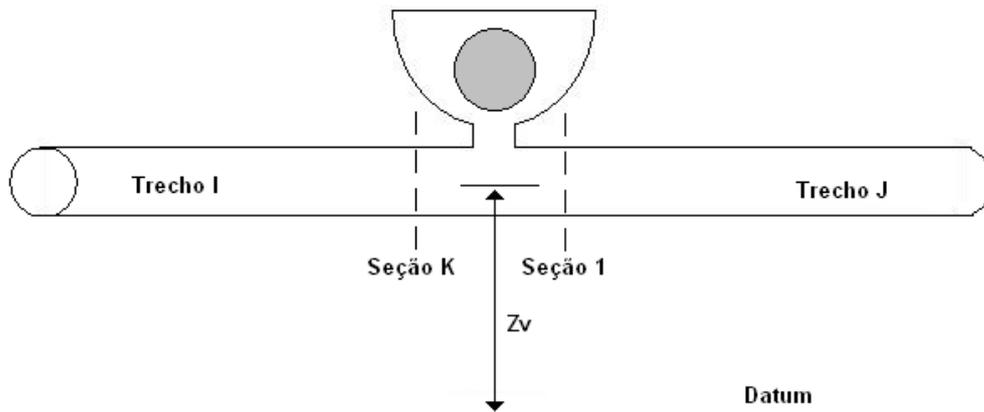


FIGURA 3.1 – Notação para ventosa

Desprezando as perdas de carga na junção,

$$H_p(I, K) = H_p(J, 1) \quad (3.2)$$

Estando a ventosa fechada, tem-se:

$$Q_p(I, K) = Q_p(J, 1) \quad (3.3)$$

Quando a carga piezométrica cai abaixo da cota Z_v a válvula se abre, possibilitando a entrada de ar. Quando a carga volta a subir ultrapassando Z_v , então o ar é expulso da tubulação.

Durante o funcionamento da ventosa tem-se que a equação da continuidade em termos do volume é escrita da seguinte forma:

$$V_{Par} = V_{ar} + 0,5\Delta t [Q_p(J, 1) + Q(J, 1) - Q_p(I, K) - Q(I, K)] \quad (3.4)$$

onde:

V_{Par} é o volume de ar na tubulação no final do intervalo de tempo;

V_{ar} é o volume de ar na tubulação no início do intervalo de tempo;

$Q(J,1)$, $Q_p(J,1)$ são as vazões de água na seção 1 do trecho J no início e no final do intervalo de tempo, respectivamente;

$Q(I,K)$, $Q_p(I,K)$ são as vazões de água na seção K do trecho I no início e no final do intervalo de tempo, respectivamente.

As equações características são válidas e podem ser expressas por comodidade computacional das seguintes formas:

$$C^+ : Q_p(I,K) = C_p - C_a H_p(I,K) \quad (3.5)$$

$$C^- : Q_p(J,1) = C_N + C_a H_p(J,1) \quad (3.6)$$

em que:

$$C_p = Q(I,K) + C_a H(I,K) - R\Delta t Q(I,K) | Q(I,K) | \quad (3.7)$$

$$C_N = Q(J,1) - C_a H(J,1) - R\Delta t Q(J,1) | Q(J,1) | \quad (3.8)$$

onde $C_a = \frac{gA}{a}$ e $R = \frac{f}{2DA}$.

Como $H_p(I,K) = H_p(J,1)$, equação 3.2, então, substituindo as equações 3.5 e 3.6 na 3.4, e simplificando o resultado, obtém-se:

$$V_{par} = \bar{D} + \bar{E} H_p(I,K) \quad (3.9)$$

onde

$$\bar{D} = V_{ar} + 0,5\Delta t [C_N - C_p + Q(J,1) - Q(I,K)] \quad (3.10)$$

$$\bar{E} = C_a \Delta t \quad (3.11)$$

Para pequenos intervalos de tempo:

$$m = m_0 + 0,5(\dot{m}_0 + \dot{m})\Delta t \quad (3.12)$$

onde:

m_0 é a massa de ar no início do intervalo de tempo;

\dot{m}_0 é a vazão mássica no início do intervalo de tempo;

\dot{m} é a vazão mássica no final do intervalo de tempo.

Substituindo as equações (3.9) e (3.12) na hipótese inicial, ou seja, na equação 3.1, tem-se:

$$p[\bar{D} + \bar{E}H_p(I, K)] = [m_0 + 0,5\Delta t(\dot{m}_0 + \dot{m})]\bar{R}T \quad (3.13)$$

onde p é a pressão do ar na ventosa.

A pressão absoluta p é relacionada com $H_p(I, K)$ através da equação:

$$p = \gamma[H_p(I, K) - \bar{F}] \quad (3.14)$$

sendo

$$\bar{F} = Z_V - H_{BV} \quad (3.15)$$

e:

γ é o peso específico do líquido dentro do tubo;

H_{BV} é a carga barométrica no local da ventosa.

Da equação 3.14, pode-se deduzir que:

$$H_p(I, K) = \frac{p}{\gamma} + \bar{F} \quad (3.16)$$

Substituindo a equação 3.16 na equação 3.13 e agrupando os termos, obtém-se:

$$p \left[\bar{D} + \bar{E} \left(\frac{p}{\gamma} + \bar{F} \right) \right] = [m_0 + 0,5\Delta t(\dot{m}_0 + \dot{m})] \bar{R}T \quad (3.17)$$

ou:

$$p \left[\bar{E} \frac{p}{\gamma} + \bar{D} + \bar{E}\bar{F} \right] = \bar{H} + \bar{G}\dot{m} \quad (3.18)$$

onde

$$\bar{G} = 0,5\Delta t \bar{R}T \quad (3.19)$$

$$\bar{H} = m_0 \bar{R}T + \bar{G}\dot{m}_0 \quad (3.20)$$

A equação 3.18 pode ser escrita em função do quociente $p' = \frac{p}{p_0}$ como

segue:

$$p'(p' + \bar{X}) = \bar{Y} + \bar{Z}\dot{m} \quad (3.21)$$

onde as constantes \bar{X} , \bar{Y} e \bar{Z} são dadas por:

$$\bar{X} = \frac{(\bar{D} + \bar{E}\bar{F})\gamma}{\bar{E}p_0} \quad (3.22)$$

$$\bar{Y} = \frac{\bar{H}\gamma}{\bar{E}p_0^2} \quad (3.23)$$

$$\bar{Z} = \frac{\bar{G}\gamma}{\bar{E}p_0^2} \quad (3.24)$$

Para resolver a equação 3.21 substitui a vazão mássica \dot{m} descrita por umas das equações abaixo que depende do regime de escoamento do ar.

A vazão mássica através da ventosa é função da pressão atmosférica p_0 , das temperaturas absolutas, externa T_0 e interna T , da pressão absoluta p e das relações p/p_0 e p_0/p . De acordo com Daily e Wylie têm-se quatro zonas:

1) Zona 1: admissão de ar em regime crítico ($p \leq 0,528 p_0$):

$$\dot{m} = \frac{0,686 C_{in} A_{PV} p_0}{\sqrt{RT_0}} \quad (3.25)$$

2) Zona 2: admissão de ar em regime subsônico ($0,528 p_0 < p < p_0$):

$$\dot{m} = C_{in} A_{PV} \sqrt{7 p_0 \rho_0 \left[\left(\frac{p}{p_0} \right)^{1,4286} - \left(\frac{p}{p_0} \right)^{1,714} \right]} \quad (3.26)$$

3) Zona 3: liberação de ar em regime subsônico ($p_0 < p < 1,894 p_0$):

$$\dot{m} = -C_{out} A_{PV} p \sqrt{\frac{7}{RT} \left[\left(\frac{p_0}{p} \right)^{1,4286} - \left(\frac{p_0}{p} \right)^{1,714} \right]} \quad (3.27)$$

4) Zona 4: liberação de ar em regime crítico ($p \geq 1,894 p_0$):

$$\dot{m} = -\frac{0,686 C_{out} A_{PV} p}{\sqrt{RT}} \quad (3.28)$$

onde:

C_{in} e C_{out} são os coeficientes de descarga da ventosa para entrada e saída de ar, respectivamente;

A_{PV} é a área do orifício no final do intervalo de tempo;

ρ_0 é a massa específica do ar;

T_0 é a temperatura absoluta externa da tubulação;

p_0 é a pressão atmosférica local.

Então, de acordo com as equações 3.25 a 3.28 pode-se concluir $\dot{m} = f(p')$. Segundo Lessa (1984), em muitas situações o intervalo de tempo adotado para efetuar os cálculos do transiente não é compatível com a suposição dada pela equação 3.12, ou seja, tem-se que o intervalo de tempo é muito pequeno. Neste caso torna-se necessário uma descrição de como se comporta a abertura e o fechamento do orifício da ventosa.

Neste trabalho foi feita a suposição, proposta por Lessa (1984), que a área do orifício da ventosa, A_V , varia linearmente de um intervalo de tempo para outro através das seguintes leis:

a) Abertura

$$A_{PV} = A_V + \frac{A_0 \Delta t}{T_{AV}} \quad (3.29)$$

No caso em que $A_{PV} > A_0$ faz-se $A_{PV} = A_0$.

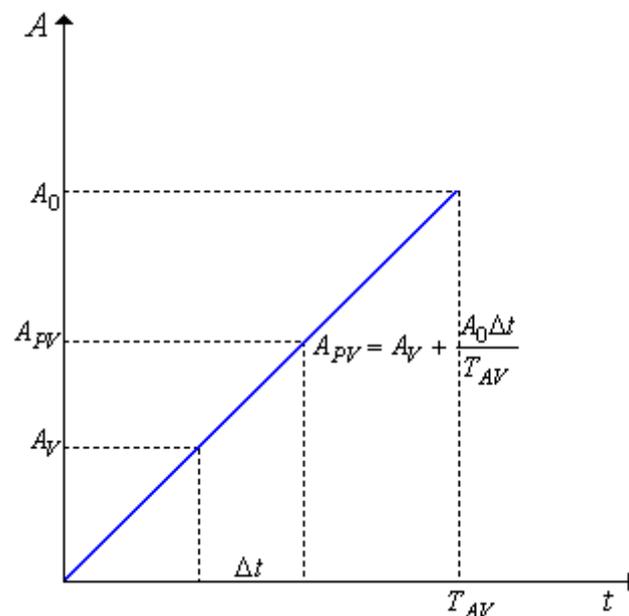


FIGURA 3.2 – Abertura da válvula ventosa

b) Fechamento

$$A_{pV} = A_V - \frac{A_0 \Delta t}{T_{FV}} \quad (3.30)$$

No caso em que $A_{pV} < 0$ faz-se $A_{pV} = 0$.

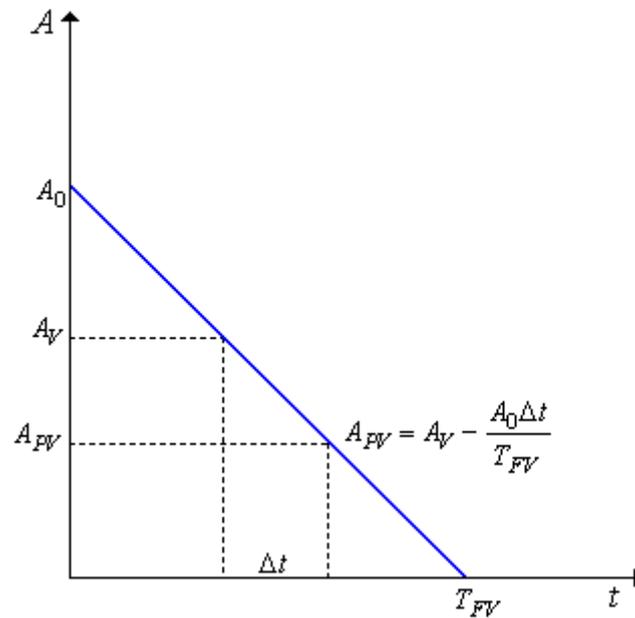


FIGURA 3.3 – Fechamento da válvula ventosa

Tem-se que:

A_V é a área do orifício no início do intervalo de tempo;

A_0 é a área do orifício totalmente aberto;

T_{AV} é o tempo de abertura do orifício;

T_{FV} é o tempo de fechamento do orifício.

3.2 Método da aproximação parabólica

A solução da equação 3.21 para a admissão de ar, onde \dot{m} é dado pela equação 3.26 e para saída de ar, onde \dot{m} é dado pela equação 3.27, ambas em regime subsônico geram uma equação não linear em p' . Então, deve-se usar um método numérico para resolver o problema da não-linearidade.

Segundo Streeter (1978) a aproximação parabólica seria ideal para resolver este problema da não-linearidade das equações sem recorrer a métodos numéricos mais complexos ou que produzam um esforço computacional maior.

3.2.1. Entrada de ar em regime subsônico

O primeiro membro da equação 3.21 é uma parábola que sempre passa pela origem, então, é feita uma aproximação do valor de \dot{m} no segundo membro por meio de parábolas.

Assim, a vazão mássica em regime subsônico para entrada de ar é aproximada por uma parábola da forma:

$$\dot{m} = \bar{A}_1 p'^2 + \bar{A}_2 p' + \bar{A}_3 \quad (3.31)$$

Na faixa onde $0,528 < p' < 1,0$, o intervalo será dividido em número par de trechos, NR . Para um número par de intervalos I , tem-se:

$$I = \frac{(p' - 0,528)}{0,472} NR + 1 \quad (3.32)$$

Como uma parábola é definida por três pontos, então, a parábola nesta faixa deve passar pelos seguintes pontos $[p'(I-1), \dot{m}(I-1)]$, $[p'(I), \dot{m}(I)]$ e $[p'(I+1), \dot{m}(I+1)]$ em que \dot{m} é calculado pela equação 3.26.

Os coeficientes \bar{A}_1 , \bar{A}_2 e \bar{A}_3 , para $I=2,4,6,\dots,NR$ são armazenados para uso posterior, e os mesmos são calculados pelas equações a seguir:

$$\bar{A}_1(I) = \frac{\dot{M}_1(I+1) - 2\dot{M}_1(I) + \dot{M}_1(I-1)}{2[DP_1]^2} \quad (3.33)$$

$$\bar{A}_2(I) = \frac{\dot{M}_1(I+1) - \dot{M}_1(I) - \bar{A}_1(I)[P_1^2(I+1) - P_1^2(I)]}{DP_1} \quad (3.34)$$

$$\bar{A}_3(I) = \dot{M}_1(I) - \bar{A}_2(I)P_1(I) - \bar{A}_1(I)P_1^2(I) \quad (3.35)$$

Onde,

$$\dot{M}_1(I) = \bar{A}_4 \sqrt{[P_1(I)]^{1,4286} - [P_1(I)]^{1,714}} \quad (3.36)$$

$$P_1(I) = (I-1)DP_1 + 0,528 \quad (3.37)$$

$$DP_1 = \frac{0,472}{NR} \quad (3.38)$$

$$\bar{A}_4 = C_{in} A_{PV} \sqrt{7\rho_0 p_0} \quad (3.39)$$

3.2.2. Saída de ar em regime subsônico

A vazão mássica em regime subsônico para liberação de ar é aproximada por uma parábola da forma:

$$\dot{m} = \bar{B}_1 p'^2 + \bar{B}_2 p' + \bar{B}_3 \quad (3.40)$$

Na faixa onde $1,0 < p' < 1,894$, o intervalo será dividido em número par de trechos, NR . Para um número par de intervalos I , tem-se:

$$I = \frac{(p'-1)}{0,894} NS + 1 \quad (3.41)$$

Similarmente os coeficientes \bar{B}_1 , \bar{B}_2 e \bar{B}_3 , para $I=2,4,6,\dots,NS$ são armazenados para uso posterior e os mesmos são calculados pelas equações a seguir:

$$\bar{B}_1(I) = \frac{\dot{M}_2(I+1) - 2\dot{M}_2(I) + \dot{M}_2(I-1)}{2[DP_2]^2} \quad (3.42)$$

$$\bar{B}_2(I) = \frac{\dot{M}_2(I+1) - \dot{M}_2(I) - \bar{B}_1(I)[P_2^2(I+1) - P_2^2(I)]}{DP_2} \quad (3.43)$$

$$\bar{B}_3(I) = \dot{M}_2(I) - \bar{B}_2(I)P_2(I) - \bar{B}_1(I)P_2^2(I) \quad (3.44)$$

Onde,

$$\dot{M}_2(I) = \bar{B}_4 \sqrt{\left[\frac{1}{P_2(I)}\right]^{1,4286} - \left[\frac{1}{P_2(I)}\right]^{1,714}} \quad (3.45)$$

$$P_2(I) = (I-1)DP_2 + 1 \quad (3.46)$$

$$DP_2 = \frac{0,894}{NS} \quad (3.47)$$

$$\bar{B}_4 = -C_{out} A_{PV} \sqrt{\frac{7}{RT_0}} \quad (3.48)$$

Ao encontrar o valor p deve-se, então, encontrar o valor de $H_p(I, K)$ por intermédio da equação 3.16 e os valores de $Q_p(I, K)$ e $Q_p(J, 1)$ mediante as equações 3.5 e 3.6, respectivamente.

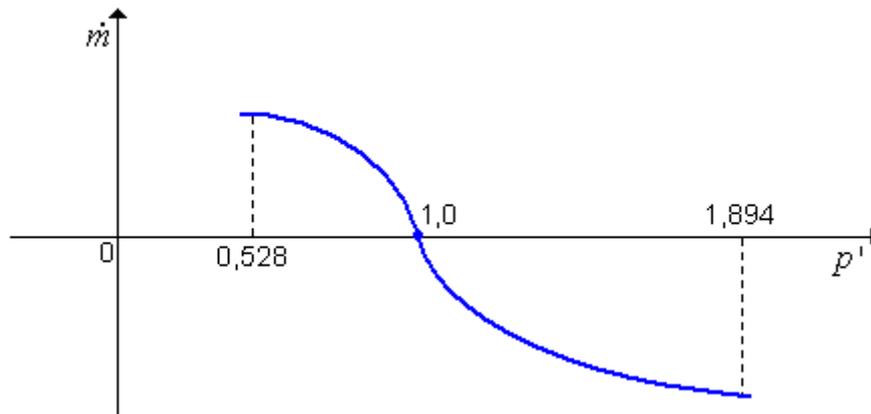


FIGURA 3.4 – Parábola de aproximação

O passo seguinte consiste em determinar em qual zona de estabilidade encontra-se a parábola definida pela equação 3.21.

3.2.3. Critérios de Convergência

Na equação 3.21 tem-se que o lado esquerdo é sempre uma parábola que passa pela origem e do lado direito tem-se uma equação que depende de m . De acordo com o tipo de fluxo, subsônico ou crítico, tanto de entrada como saída, m assumirá o valor de uma das quatro equações da vazão mássica, da equação 3.25 até a 3.28.

De acordo com Streeter (1978) para que a equação 3.21 seja uma solução da ventosa, algumas considerações devem ser feitas dentro das quatro zonas, definidas logo a seguir.

a) Zona 1: admissão de ar em regime crítico ($p' < 0,528$)

Nesta zona, como a vazão mássica \dot{m} , dada pela equação 3.25, não depende de p' , então pode ser considerada como uma constante, isto é $\dot{m} = \bar{D}_1$, logo a equação 3.21 torna-se:

$$F = p'(p' + \bar{X}) = \bar{Y} + \bar{Z}\bar{D}_1 \quad (3.48)$$

Pelo fato da vazão mássica \dot{m} ser constante, então o termo da direita da equação 3.48, isto é $\bar{Y} + \bar{Z}\bar{D}_1$ também é constante e o seu gráfico é uma reta horizontal. Logo, para que haja uma solução deve-se garantir que a parábola e a reta se cruzem em um ponto no domínio relativo à zona.

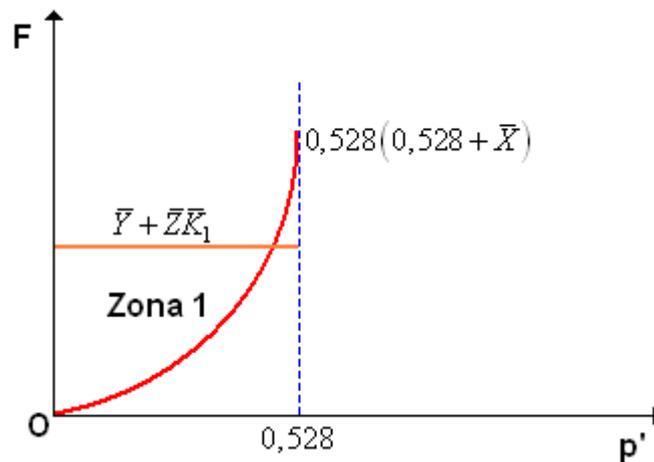


FIGURA 3.5 – Zona de admissão em regime crítico

Como a parábola passa pela origem e tem concavidade voltada para cima, então os valores que F pode assumir são não negativos, portanto, para que haja uma solução compatível é necessário que a reta se localize acima do eixo das abscissas, isto é, $\bar{Y} + \bar{Z}\bar{D}_1 > 0$.

Nesta zona o maior valor de F dado pela parábola, ocorre para $p'=0,528$, assim, os valores de F dados pela reta têm que ser menores que este valor limite, isto é, $\bar{Y} + \bar{Z}\bar{D}_1 < 0,528(0,528 + \bar{X})$.

Logo, a equação 3.48 possui raiz positiva, cuja solução pode ser expressa por:

$$(p')^2 + 2\bar{D}_2 p' - \bar{D}_3 = 0 \quad (3.49)$$

onde:

$$\bar{D}_2 = \frac{\bar{X}}{2} \quad (3.50)$$

e

$$\bar{D}_3 = \bar{Y} + \bar{Z}\bar{D}_1 \quad (3.51)$$

Então, neste caso tem-se:

$$p' = -\bar{D}_2 + \sqrt{\bar{D}_2^2 + \bar{D}_3} \quad (3.52)$$

b) Zona 2: admissão de ar em regime subsônico ($0,518 < p' < 1,0$)

Nesta zona de admissão de ar a vazão mássica \dot{m} pode ser aproximada por intermédio de uma função quadrática. Logo a equação 3.21 toma a seguinte forma:

$$F = p'(p' + \bar{X}) = \bar{Y} + \bar{Z}(K_1 p'^2 + K_2 p' + K_3) \quad (3.53)$$

Para que se tenha uma solução válida dentro da zona é necessário que as seguintes condições sejam satisfeitas:

- 1) A parábola que passa pela origem deve ter um valor de F para $p'=1$ muito maior que o valor de F do ramo direito da parábola no mesmo ponto, isto é, $1+\bar{X} > \bar{Y}$;
- 2) A solução deve ter um valor positivo, pois se trata de um fluxo de admissão de ar. Logo, $F = p'(p'+\bar{X}) > 0$.
- 3) Como mostrado na figura 3.6 é necessário que p' seja muito maior que zero.

De acordo com Peroba Júnior (2007), se a condição 1 for satisfeita, mas não a condição 2, então não há cavidade. Para a solução da equação quadrática em p' deve-se escolher a menor raiz, pois representa a solução referente ao ramo direito da parábola de aproximação.

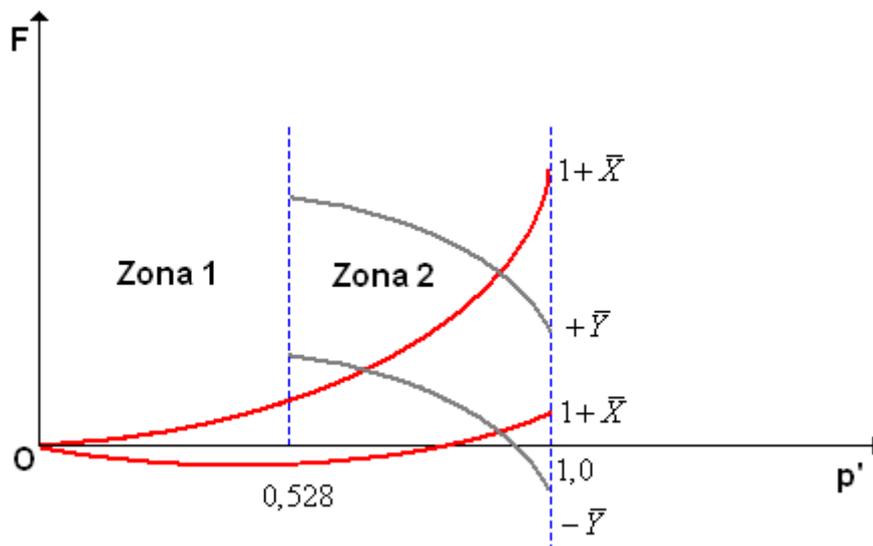


FIGURA 3.6 - Zona de admissão em regime subsônico

c) Zona 3: liberação de ar em regime subsônico ($1,0 < p' < 1,894$)

Nesta zona de liberação de ar em regime subsônico, como a vazão mássica \dot{m} é negativa, então, só haverá solução para a equação 3.21 se o termo \bar{Y} for não negativo.

Além disso, observando a figura 3.7, pode-se ver claramente que: o termo \bar{Y} não deve ser menor que $1 + \bar{X}$, o termo $p'(p' + \bar{X})$ deve ser não negativo e por fim, $p' \geq 0$.

d) Zona 4: liberação de ar em regime crítico ($p' \geq 1,894$)

Para a saída de ar em regime crítico, tem-se novamente a vazão mássica \bar{E}_1 negativa, logo, \bar{Y} deve ser positivo para que haja solução. A ordenada \dot{m} da figura 3.7 no ramo direito da parábola para $p' = 1,894$ é dada por:

$$\bar{E}_1 = \bar{Y} + 1,894 \bar{Z} \bar{E}_2 p_0 \quad (3.54)$$

onde,

$$\bar{E}_2 = - \frac{0,686 C_{out} A_{PV}}{\sqrt{RT}} \quad (3.55)$$

Para que haja solução nesta zona é necessário que o ponto A esteja a direita do ponto B, figura 3.7, isto é $-\frac{\bar{Y}}{\bar{Z} \bar{E}_2 p_0} > -\bar{X}$ e $\bar{E}_1 \geq 1,894(1,894 + \bar{X})$.

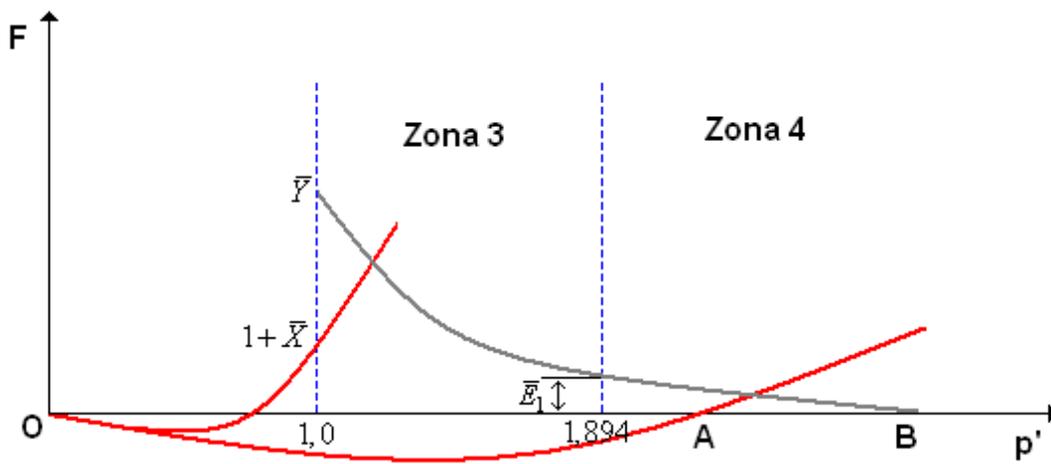


FIGURA 3.7 – Zonas de liberação em regime subsônico e crítico

Se nenhuma das condições de convergência for satisfeitas, então não há cavidade, isto é, $V=0$ e $\dot{m}=0$.

4 SIMULAÇÕES E RESULTADOS

Para este trabalho foi utilizado um trecho da Adutora Sertaneja, proposto por Barbosa (2006), como perfil para as simulações. Os mecanismos de alívio para o golpe de aríete contidos no programa UFC6 são os seguintes; Tanque de Alimentação Unidirecional (TAU), Chaminé de Equilíbrio e as Ventosas Automáticas de Duplo Efeito (VADE).

Estas ventosas se dividem em duas categorias: Ventosas automáticas de duplo efeito com abertura e fechamento instantâneos, trabalho realizado por Peroba Júnior (2007), e as Ventosas automáticas de duplo efeito de abertura e fechamento não instantâneos que é parte integrante deste trabalho de dissertação.

As simulações aplicadas ao perfil têm como objetivo principal o de analisar o comportamento das ventosas de abertura e fechamento não instantâneos, além de fazer um comparativo de seu funcionamento com ventosas de abertura e fechamento instantâneos.

4.1 Problema Hidráulico

O programa UFC6 apresenta as condições hidráulicas de trabalho por meio de envoltórias de máximas e mínimas (figura 4.1). O problema proposto apresenta uma bomba na extremidade de montante, um reservatório com nível constante na extremidade de jusante e entre eles os demais nós considerados como junções.

Através da figura 4.1 pode-se concluir que em alguns pontos da adutora a linha de envoltória mínima está abaixo do eixo da adutora, ocasionando pressões negativas durante o transiente, o que pode levar a tubulação a um colapso.

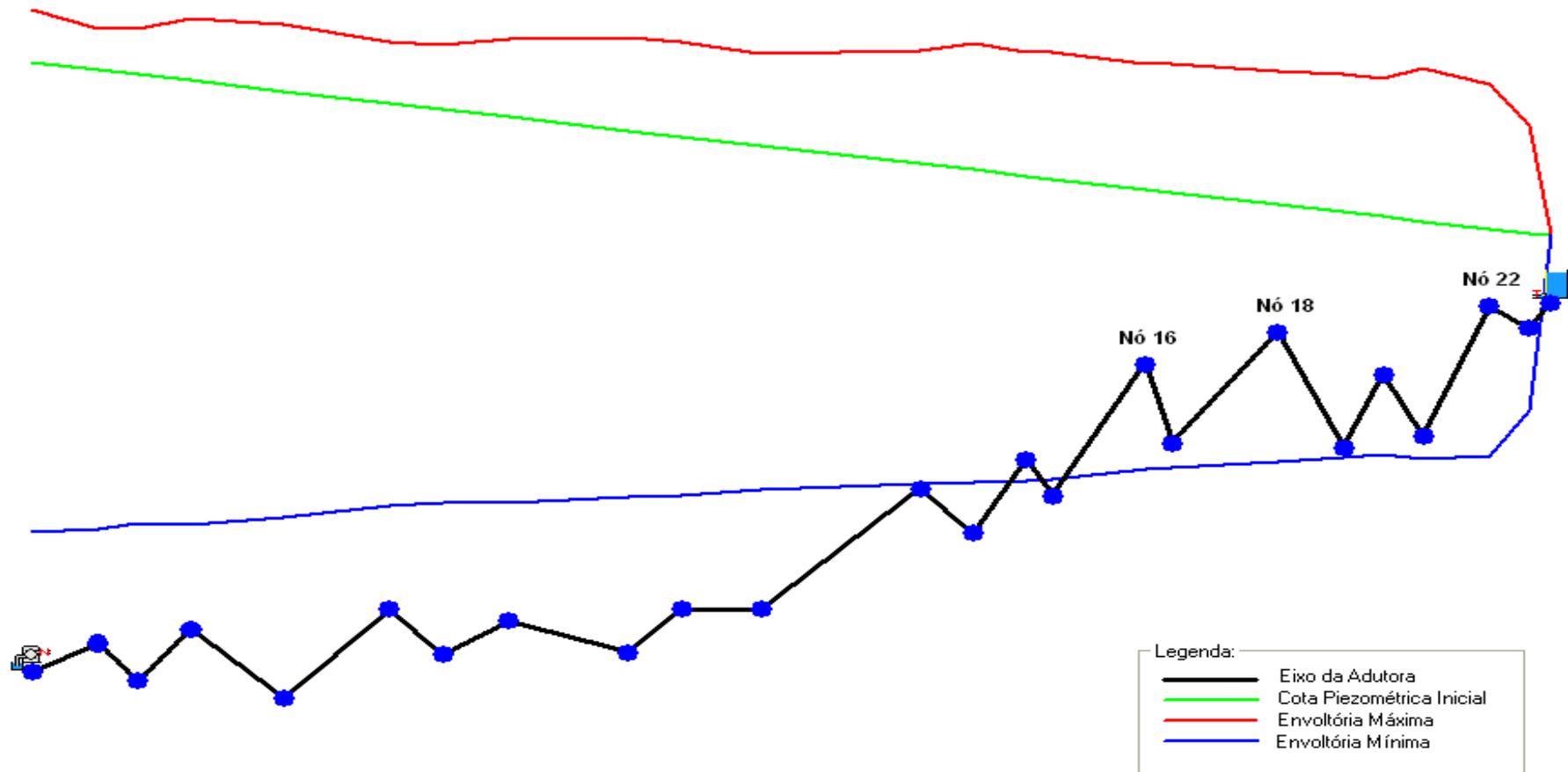


FIGURA 4.1- Perfil do problema hidráulico

TABELA 4.1 – Cargas e pressões referentes ao problema hidráulico

Nó	H (m)	Hmax (m)	Hmin (m)	P (mca)	Pmax (mca)	Pmin (mca)
1	439,00	455,23	296,56	195,00	201,23	42,56
2	436,71	449,44	297,41	174,01	186,74	34,71
3	435,33	449,05	298,90	184,13	197,85	47,70
4	433,49	452,43	298,90	166,49	185,43	31,90
5	430,28	450,56	300,84	184,28	204,56	54,84
6	426,61	445,15	304,53	153,61	172,15	31,53
7	424,78	444,42	305,53	165,58	185,22	46,33
8	422,48	445,95	305,35	152,98	176,45	36,85
9	418,36	446,67	307,12	158,36	186,67	47,13
10	416,52	445,12	307,13	143,52	172,12	34,72
11	413,77	441,64	309,18	140,77	168,64	36,18
12	408,26	442,71	311,00	98,56	133,01	1,30
13	406,43	444,71	311,67	110,33	148,63	15,57
14	404,59	442,01	312,02	86,09	123,51	-6,48
15	403,58	442,33	312,55	96,18	134,83	5,05
16	400,46	438,77	315,56	52,96	91,27	-31,94
17	399,55	438,63	315,89	76,05	115,13	-7,61
18	395,88	436,42	317,89	38,68	79,22	-39,31
19	393,58	435,63	319,06	71,78	113,83	-2,74
20	392,21	434,01	320,14	48,01	89,81	-24,06
21	390,83	437,25	318,64	65,13	111,55	-7,06
22	388,54	432,33	319,39	23,54	87,33	-45,61
23	387,18	420,05	333,30	28,66	61,55	-25,30
24	386,43	386,43	386,43	20,43	20,43	20,43

A tabela 4.1 contém os valores de carga hidráulica e pressão sem mecanismo de alívio, em mca, para cada nó. Pode-se ver claramente que os nós 16, 18 e 22, destacados na tabela 4.1 em azul, são os nós que apresentam as pressões negativas mais baixas, respectivamente, - 31,94 mca, - 39,31 mca e - 45,61 mca, valores estes que podem causar sérios danos e levar a tubulação a um colapso por contração.

A tabela 4.1 e a figura 4.1 também mostram que os maiores valores para pressões máximas ocorrem nos nós próximos à bomba. O maior valor de pressão máxima ocorre no nó 5, cujo valor é de 204,56 mca.

Então, pode-se concluir de acordo com os dados da tabela 4.1 que o grande problema desta adutora está relacionado as pressões negativas.

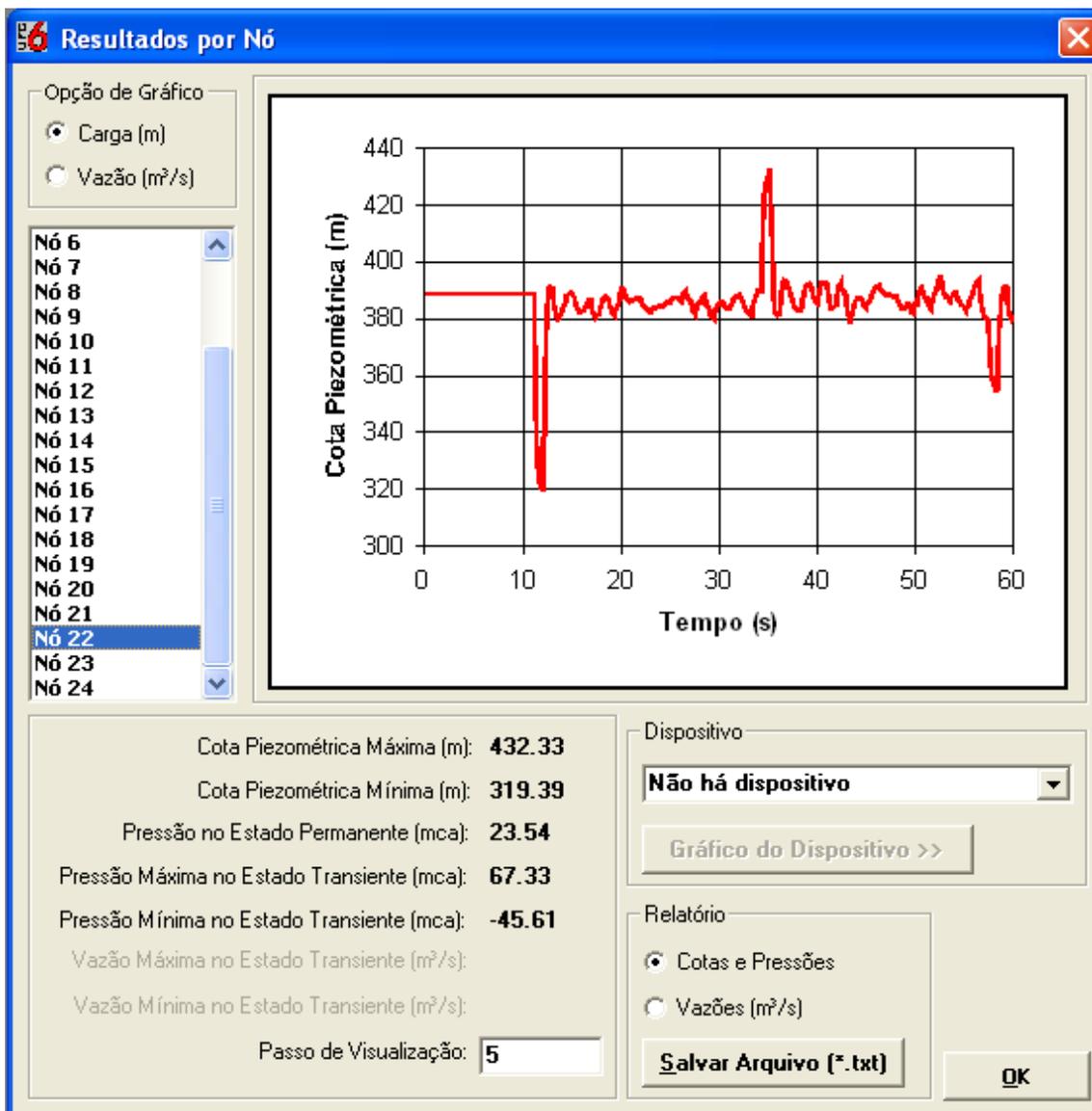


FIGURA 4.2 – Variação da carga no Nó 22 referente ao problema hidráulico

Logo a seguir serão propostas simulações com a utilização de mecanismos de alívio disponíveis; o Tanque de alimentação unidirecional, a Chaminé de Equilíbrio e as Ventosas automáticas de duplo efeito, objetivando uma solução hidráulica eficiente para o problema. Todos os casos simulados são descritos na tabela 4.2.

Uma solução hidráulica eficiente significa elevar as pressões mínimas a valores aceitáveis, além de reduzir as pressões máximas.

TABELA 4.2 – Casos simulados

Caso	Descrição
1	Sistema com três Ventosas automáticas de duplo efeito com abertura e fechamento instantâneos
2	Sistema com três Ventosas automáticas de duplo efeito com abertura e fechamento não instantâneos
3	Sistema com um Tanque de alimentação unidirecional
4	Sistema com duas Ventosas automáticas de duplo efeito com abertura e fechamento instantâneos e um Tanque de alimentação unidirecional
5	Sistema com duas Ventosas automáticas de duplo efeito com abertura e fechamento não instantâneos e um Tanque de alimentação unidirecional
6	Sistema com uma Chaminé de equilíbrio
7	Sistema com duas Ventosas automáticas de duplo efeito com abertura e fechamento instantâneos e uma Chaminé de equilíbrio
8	Sistema com duas Ventosas automáticas de duplo efeito com abertura e fechamento não instantâneos e uma Chaminé de equilíbrio

4.2 Ventosas trabalhando em conjunto

As ventosas devem ser aplicadas nos pontos altos da adutora, visto que nestes locais ocorre o acúmulo de ar, provocando cavidades e diminuindo a eficiência do escoamento.

O diâmetro de cada ventosa está relacionado diretamente com o diâmetro da tubulação, como mostra a tabela 4.3.

TABELA 4.3 – Relação entre diâmetros da ventosa e da tubulação (Fonte: ARI Flow Control Accesories)

Diâmetro Tubulação (mm)	Diâmetro Ventosa (mm)
80 - 250	50
300 - 400	80
450 - 550	100
600 - 1200	150
1400 - 2400	200

4.2.1 Caso 1

Neste caso aplicaram-se ventosas automáticas de duplo efeito com abertura e fechamento instantâneos nos nós, 16, 18 e 22. As ventosas utilizadas são idênticas e possuem as seguintes características; diâmetro de 50 mm, a carga barométrica local é de 10,3 m, as temperaturas externas e internas são, respectivamente, 26 °C e 27°C e a constante dos gases é $\bar{R}=287 J / Kg K$.

No momento em que ocorre a primeira onda de sobrepressão, as ventosas não são afetadas, portanto não há cavidade e as mesmas encontram-se fechadas. Porém, quando a primeira onda de subpressão atinge o ponto onde se localizam as ventosas, estas se abrem permitindo a entrada de ar na tubulação suavizando a queda da pressão.

Depois de certo período de tempo, uma nova onda de sobrepressão atinge as ventosas, então, o ar que estava aprisionado é expulso. No momento que a ventosa fecha e ocorre a rejunção das colunas de água, a pressão se eleva a valores maiores que os observados na primeira coluna de líquido. Logo, a onda de subpressão seguinte também será mais intensa que a primeira.

A figura 4.3 mostra o perfil do caso 1. Nesta figura pode-se observar que a eficiência deste conjunto é bastante satisfatória, isto é, não só a envoltória de mínima foi elevada, como as pressões máximas foram aliviadas, tendo a envoltória de máxima se aproximado da linha piezométrica inicial.

Logo em seguida é apresentado, na tabela 4.4, os valores obtidos para carga e pressão para cada nó. Pode-se ver que as pressões mínimas nos nós 16, 18 e 22, assumem os seguintes valores, 17,02 mca, 7,26 mca e - 0,21 mca, respectivamente. No nó 5 a pressão foi aliviada para um valor de 190,29 mca.

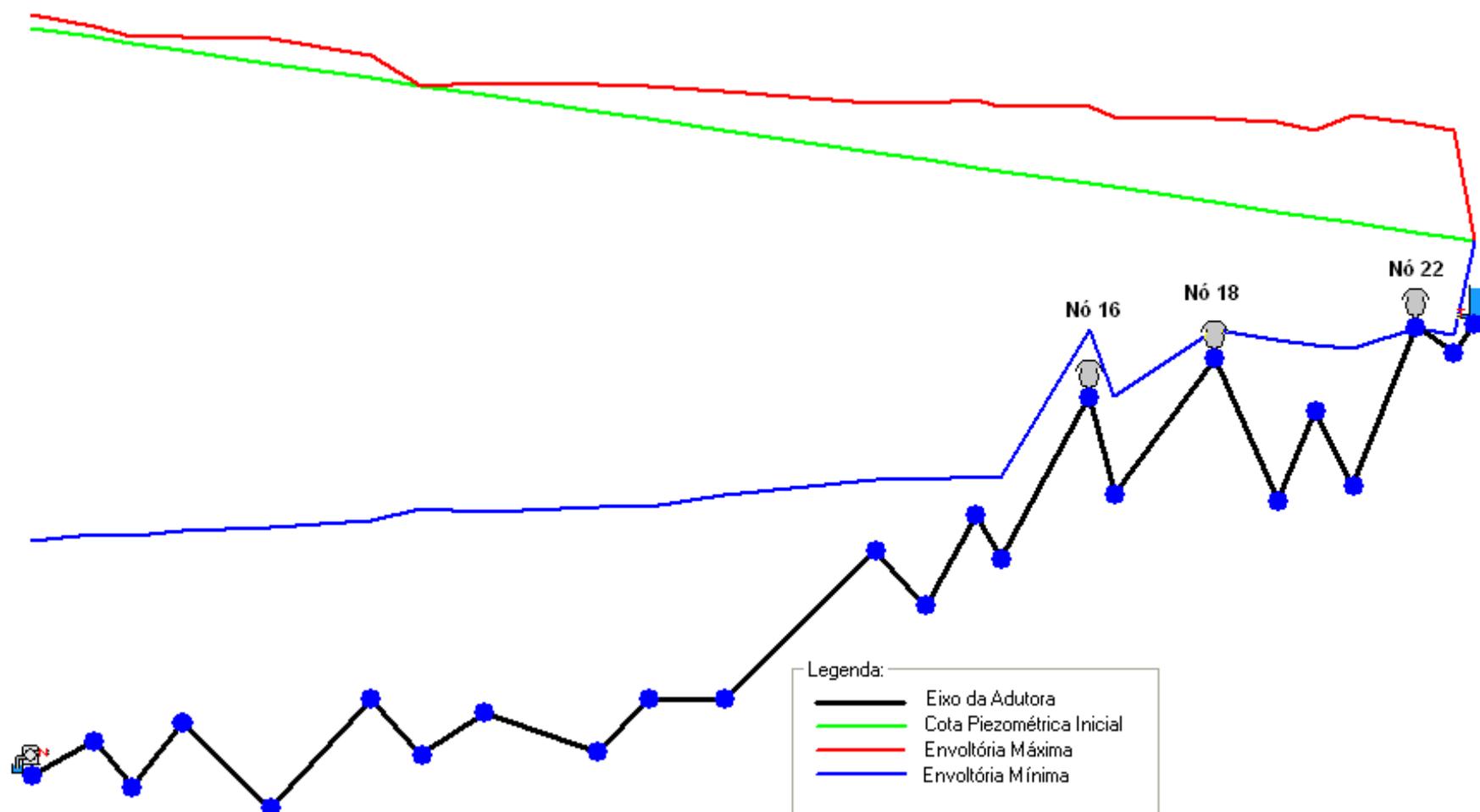


FIGURA 4.3 – Perfil referente ao caso 1

TABELA 4.4 – Cargas e pressões referentes ao caso 1

Nó	H (m)	Hmax (m)	Hmin (m)	P (mca)	Pmax (mca)	Pmin (mca)
1	439,00	442,37	312,08	195,00	188,37	58,08
2	436,71	439,38	313,82	174,01	176,68	51,12
3	435,33	436,78	313,48	184,13	185,58	62,28
4	433,49	436,65	314,37	166,49	169,65	47,37
5	430,28	436,29	315,55	184,28	190,29	69,55
6	426,61	432,08	317,12	153,61	159,08	44,12
7	424,78	424,78	319,97	165,58	165,58	60,77
8	422,48	425,59	319,35	152,98	156,09	49,85
9	418,36	425,16	320,37	158,36	165,16	60,37
10	416,52	424,47	320,35	143,52	151,47	47,35
11	413,77	423,16	323,48	140,77	150,16	50,48
12	408,26	420,35	327,30	98,56	110,65	17,60
13	406,43	420,43	327,10	110,33	124,33	31,00
14	404,59	421,06	328,08	86,09	102,56	9,58
15	403,58	419,61	327,49	96,18	112,11	19,99
16	400,46	419,64	364,52	52,96	72,14	17,02
17	399,55	417,15	347,97	76,05	93,65	24,47
18	395,88	416,69	364,46	38,68	59,49	7,26
19	393,58	415,66	361,63	71,78	93,86	39,83
20	392,21	413,87	360,63	48,01	69,67	16,43
21	390,83	417,37	359,60	65,13	91,67	33,90
22	388,54	415,26	364,79	23,54	50,26	-0,21
23	387,18	413,60	362,98	28,66	55,10	4,48
24	386,43	386,43	386,43	20,43	20,43	20,43

De acordo com Peroba Junior (2007) este tipo de ventosa é bastante eficiente para resolver este problema hidráulico proposto. Os dados apresentados na tabela 4.4, também, mostram a eficiência das ventosas.

Logo, em seguida tem-se a figura 4.4 que apresenta como a carga varia no nó 22 durante os 60 segundos do cálculo do transiente. Nesta figura, pode-se ver que a pressão máxima assume um valor de 50,26 mca, enquanto que a pressão mínima assume um valor de - 0,21 mca.

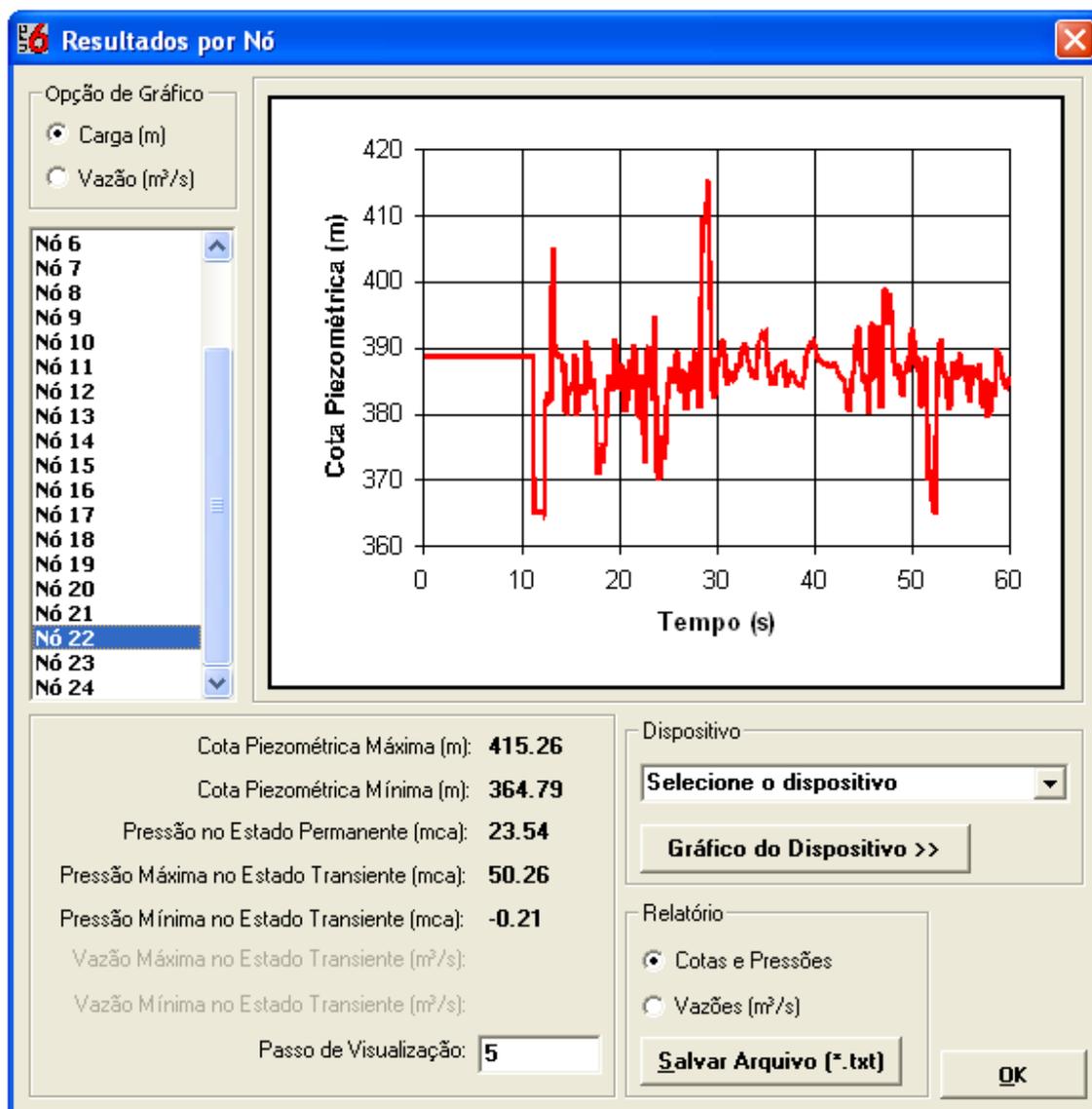


FIGURA 4.4 – Variação da carga no Nó 22 referente ao caso 1

4.2.2 Caso 2

Neste segundo caso foram aplicadas ventosas automáticas de duplo efeito com abertura e fechamento não instantâneos nos nós, 16, 18 e 22. As ventosas utilizadas são idênticas e possuem as seguintes características; diâmetro de 50 mm, a carga barométrica local é de 10,3 m, as temperaturas externas e internas são, respectivamente, 26 °C e 27°C e a constante dos gases é $\bar{R}=287 J / Kg K$.

Neste tipo de ventosas foi considerada uma metodologia em que tanto a abertura quanto o fechamento não ocorrem instantaneamente, ou seja, foi considerado um tempo para abertura de 5 segundos e um tempo para fechamento de 10 segundos.

Quando a primeira onda de subpressão atinge os pontos onde se localizam as ventosas estas se abrem, só que neste caso esta abertura ocorre durante 5 segundos, permitindo a entrada de ar e aliviando a queda de pressão.

Logo em seguida quando uma onda de sobrepressão atinge as ventosas, estas passam a se fecharem provocando a expulsão do ar aprisionado no interior da tubulação, este fechamento ocorre durante um período de tempo de 10 segundos.

Na figura 4.5, pode-se ver que, semelhante ao caso 1, a envoltória de mínima se elevou, enquanto a envoltória de máxima se aproxima da carga piezométrica inicial.

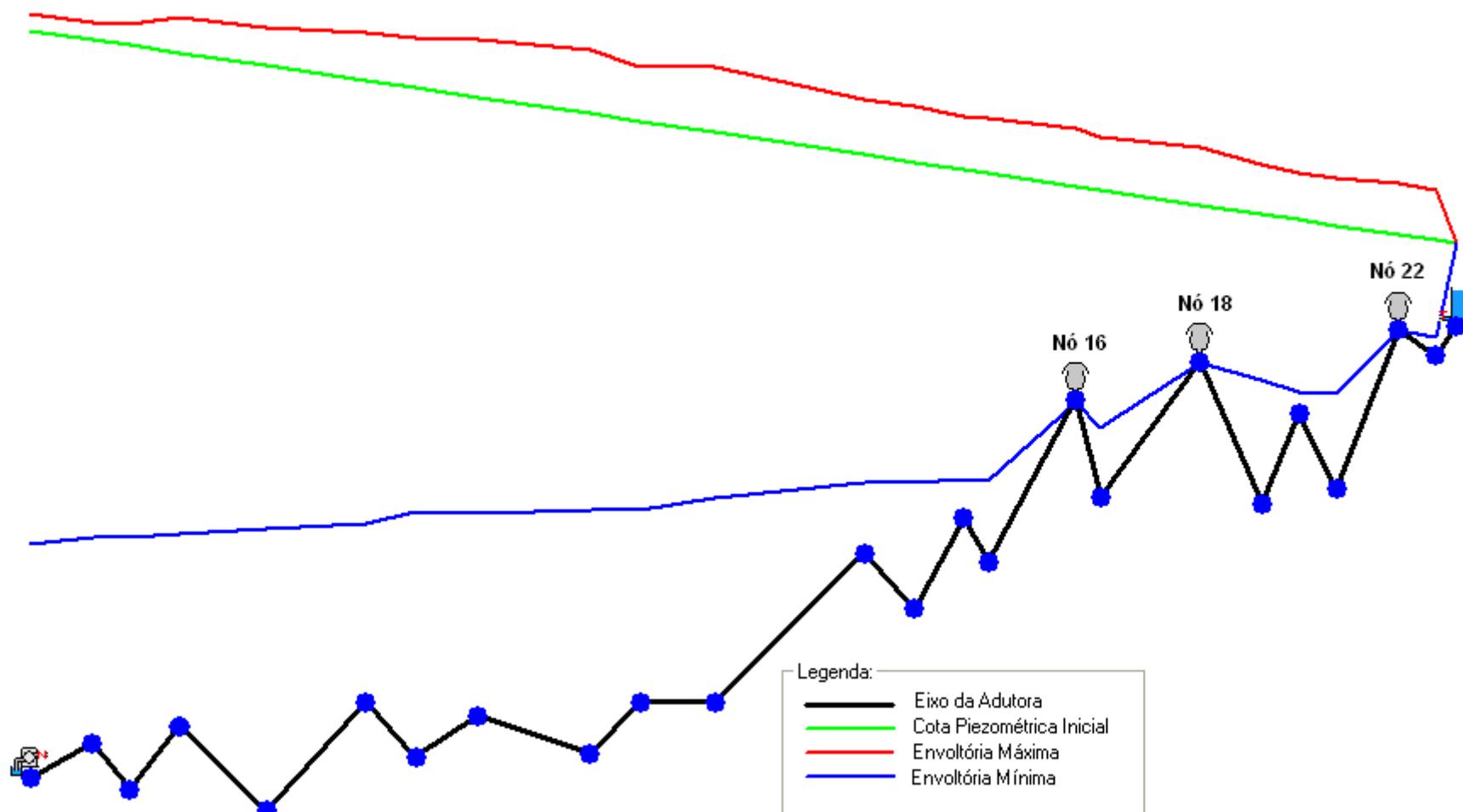


FIGURA 4.5 – Perfil referente ao caso 2

TABELA 4.5 – Cargas e pressões referentes ao caso 2

Nó	H (m)	Hmax (m)	Hmin (m)	P (mca)	Pmax (mca)	Pmin (mca)
1	439,00	443,21	312,08	195,00	189,21	58,08
2	436,71	441,04	313,84	174,01	178,34	51,14
3	435,33	440,73	313,48	184,13	189,53	62,28
4	433,49	442,45	314,37	166,49	175,45	47,37
5	430,28	439,85	315,55	184,28	193,83	69,55
6	426,61	438,40	317,12	153,61	165,40	44,12
7	424,78	437,23	319,97	165,58	178,03	60,77
8	422,48	436,77	319,35	152,98	167,27	49,85
9	418,36	434,20	320,37	158,36	174,20	60,37
10	416,52	429,80	320,35	143,52	156,80	47,35
11	413,77	429,95	323,48	140,77	156,95	50,48
12	408,26	421,78	327,30	98,56	112,08	17,60
13	406,43	420,30	327,10	110,33	124,20	31,00
14	404,59	417,76	328,08	86,09	99,26	9,58
15	403,58	417,38	327,49	96,18	109,88	19,99
16	400,46	414,60	347,03	52,96	67,10	-0,47
17	399,55	412,57	340,63	76,05	89,07	17,13
18	395,88	410,11	356,93	38,68	52,91	-0,27
19	393,58	406,03	352,66	71,78	84,23	30,86
20	392,21	403,64	349,65	48,01	59,44	5,45
21	390,83	402,67	349,21	65,13	76,97	23,51
22	388,54	401,12	364,75	23,54	36,12	-0,25
23	387,18	399,33	362,94	28,66	40,83	4,44
24	386,43	386,43	386,43	20,43	20,43	20,43

Na tabela 4.5, pode-se ver que a pressão mínima nos nós 16, 18 e 22, assumem, respectivamente, os valores - 0,47 mca, - 0,27 mca e - 0,25 mca, valores estes que podem ser considerados satisfatórios. Enquanto que a pressão máxima no nó 5 assume um valor de 193,83 mca.

Na figura 4.6 pode-se ver como varia a carga no nó 22 durante os 60 segundos do transiente. Nesta figura pode-se ver que no nó 22 a pressão máxima é de 36,12 mca, enquanto que a pressão mínima é de - 0,25 mca.

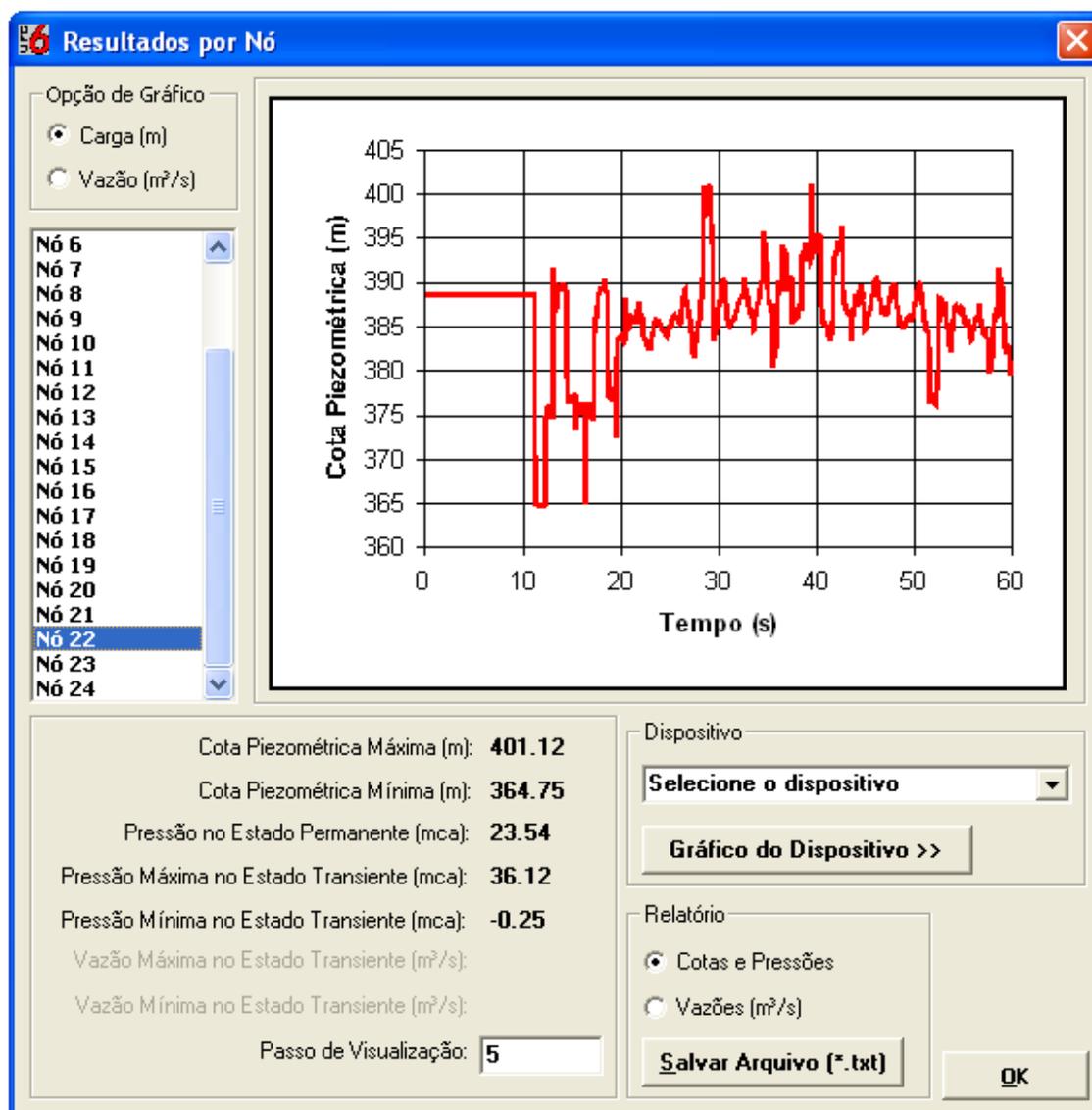


FIGURA 4.6 – Variação da carga no Nó 22 referente ao caso 2

Nestas duas primeiras simulações foram analisados os comportamentos das ventosas automáticas de duplo efeito, tanto as de abertura e fechamento instantâneos (caso 1), quanto as de abertura e fechamento não instantâneos (caso 2), respectivamente, trabalhando como mecanismo de alívio do golpe de aríete.

Nas tabelas 4.6 e 4.7 são apresentados comparativos para os menores valores das pressões mínimas e os maiores valores das pressões máximas, para os casos 1 e 2, respectivamente.

TABELA 4.6 – Menores pressões mínimas

Pressão Mínima			
NÓ	Sem dispositivos	Caso 1	Caso 2
16	- 31,94 mca	17,02 mca	- 0,47 mca
18	- 39,31 mca	7,26 mca	- 0,27 mca
22	- 45,61 mca	- 0,21 mca	- 0,25 mca

TABELA 4.7 – Maiores pressões máximas

Pressão Máxima			
NÓ	Sem dispositivo	Caso 1	Caso 2
1	201,23 mca	188,37 mca	189,21 mca
3	197,85 mca	185,58 mca	189,53 mca
5	204,56 mca	190,29 mca	193,83 mca

De acordo com a tabela 4.6 a maior diferença entre os dois casos ocorreu no nó 16, houve uma diferença de 17,49 mca entre os valores obtidos no caso 1 e no caso 2. Enquanto que no nó 22 as pressões mínimas tiveram quase o mesmo resultado, com uma diferença de 0,04 mca.

No caso das pressões máximas a maior diferença entre os valores obtidos nos casos 1 e 2, ocorreu no nó 3, uma diferença de 3,95 mca. Enquanto que na bomba, nó 1, esta diferença foi igual a 0,84 mca.

De acordo com a figura 4.7 pode-se ver que próximo a bomba o caso 1 aliviou melhor as pressões máximas, enquanto que próximo ao reservatório ocorre o inverso. Ainda de acordo com esta figura as envoltórias de mínimas têm valores bem próximos até aproximadamente o nó 16, então a partir daí tem-se que a eficiência para o caso 1 foi melhor.

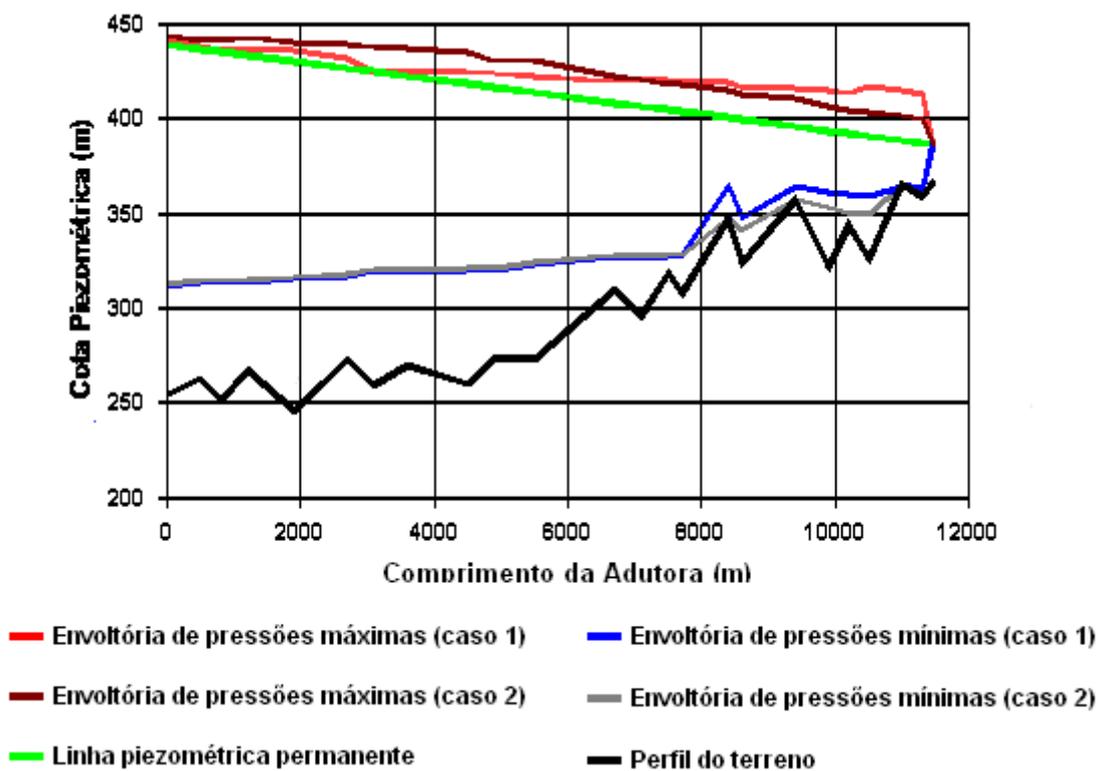


FIGURA 4.7 - Envoltórias de pressões dos casos 1 e 2

Em resumo, pode-se concluir que as ventosas aplicadas no caso 1, foram mais eficientes tanto em relação à elevação das pressões mínimas, quanto ao alívio das pressões máximas. Porém os valores obtidos no caso 2 são perfeitamente aceitáveis, e pode-se concluir que estas ventosas são eficientes para solucionar este problema hidráulico.

4.3 Ventosas trabalhando com um tanque de alimentação unidirecional

4.3.1 Caso 3

Neste caso utilizou-se apenas um tanque de alimentação unidirecional, instalado no nó 18. O tanque utilizado possui as seguintes características; o diâmetro do orifício do tanque é de 1,5 m, o nível de água inicial é de 10 m, o diâmetro do tubo de ligação é de 150 mm e a perda de carga localizada é igual a 2,5 m.

Na figura 4.8 tem-se o perfil traçado pelo UFC6 das envoltórias de máxima e mínima, no qual se pode ver que ainda há pontos da adutora que a carga está abaixo da cota da adutora, ocasionando pressões negativas.

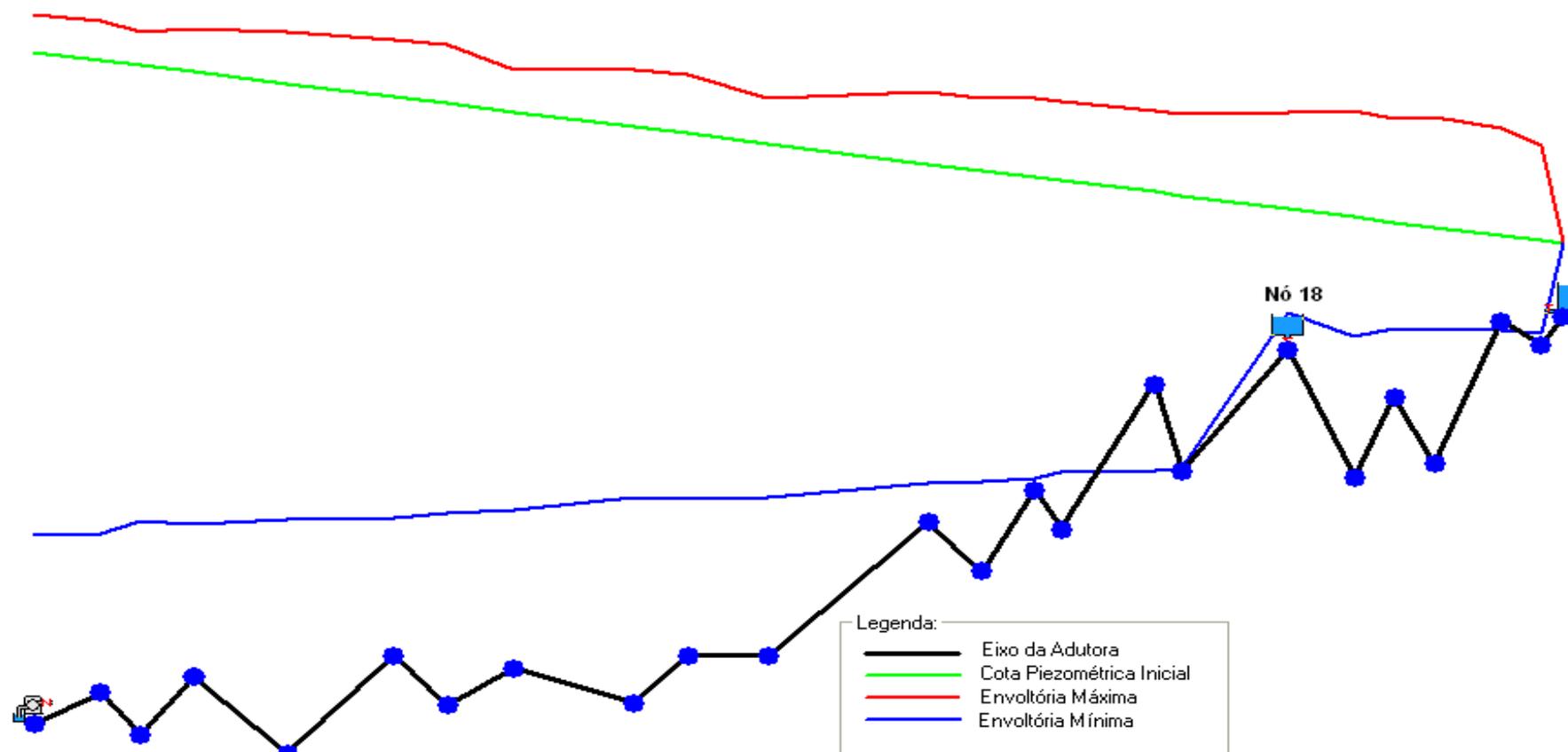


FIGURA 4.8 – Perfil referente ao caso 3

TABELA 4.8 – Cargas e pressões referentes ao caso 3

Nó	H (m)	Hmax (m)	Hmin (m)	P (mca)	Pmax (mca)	Pmin (mca)
1	439,00	449,48	305,85	195,00	195,84	51,85
2	436,71	447,76	306,28	174,01	185,06	43,58
3	435,33	444,54	309,83	184,13	193,34	58,63
4	433,49	445,31	309,18	166,49	178,31	42,18
5	430,28	444,50	310,58	184,28	198,50	64,58
6	426,61	442,33	311,02	153,61	169,33	38,02
7	424,78	440,84	312,07	165,58	181,64	52,87
8	422,48	434,21	313,00	152,98	164,71	43,50
9	418,36	434,09	316,44	158,36	174,09	56,44
10	416,52	432,97	315,86	143,52	159,97	42,86
11	413,77	426,33	316,62	140,77	153,33	43,62
12	408,26	427,98	320,17	98,56	118,28	10,47
13	406,43	426,39	320,85	110,33	130,29	24,75
14	404,59	426,08	321,88	86,09	107,58	3,38
15	403,58	425,31	323,33	96,18	117,81	15,83
16	400,46	422,68	323,85	52,96	75,18	-23,65
17	399,55	422,03	324,40	76,05	98,53	0,90
18	395,88	422,45	367,21	38,68	65,25	10,01
19	393,58	422,60	360,77	71,78	100,80	38,97
20	392,21	420,75	362,94	48,01	76,55	18,74
21	390,83	421,01	362,57	65,13	95,31	36,87
22	388,54	418,17	362,35	23,54	53,17	-2,65
23	387,18	413,47	361,39	28,66	54,97	2,89

Analisando os dados da tabela 4.8, tem-se que no nó 18, onde o tanque foi instalado, a pressão mínima passou a ter um valor igual 10,01 mca, mostrando a eficiência deste dispositivo. Porém, nos nós 16 e 22, ainda há pressões negativas. O valor obtido no nó 22 pode ser considerado aceitável, entretanto, o valor de - 23,65 mca ocorrido no nó 16, pode levar a tubulação a um colapso.

Logo em seguida, nas figuras 4.9 e 4.10, têm-se a variação da carga nos nós 16, onde ocorreu a menor pressão negativa, e 18, local onde se instalou o tanque, respectivamente, durante os primeiros 60 segundos do cálculo do transiente.

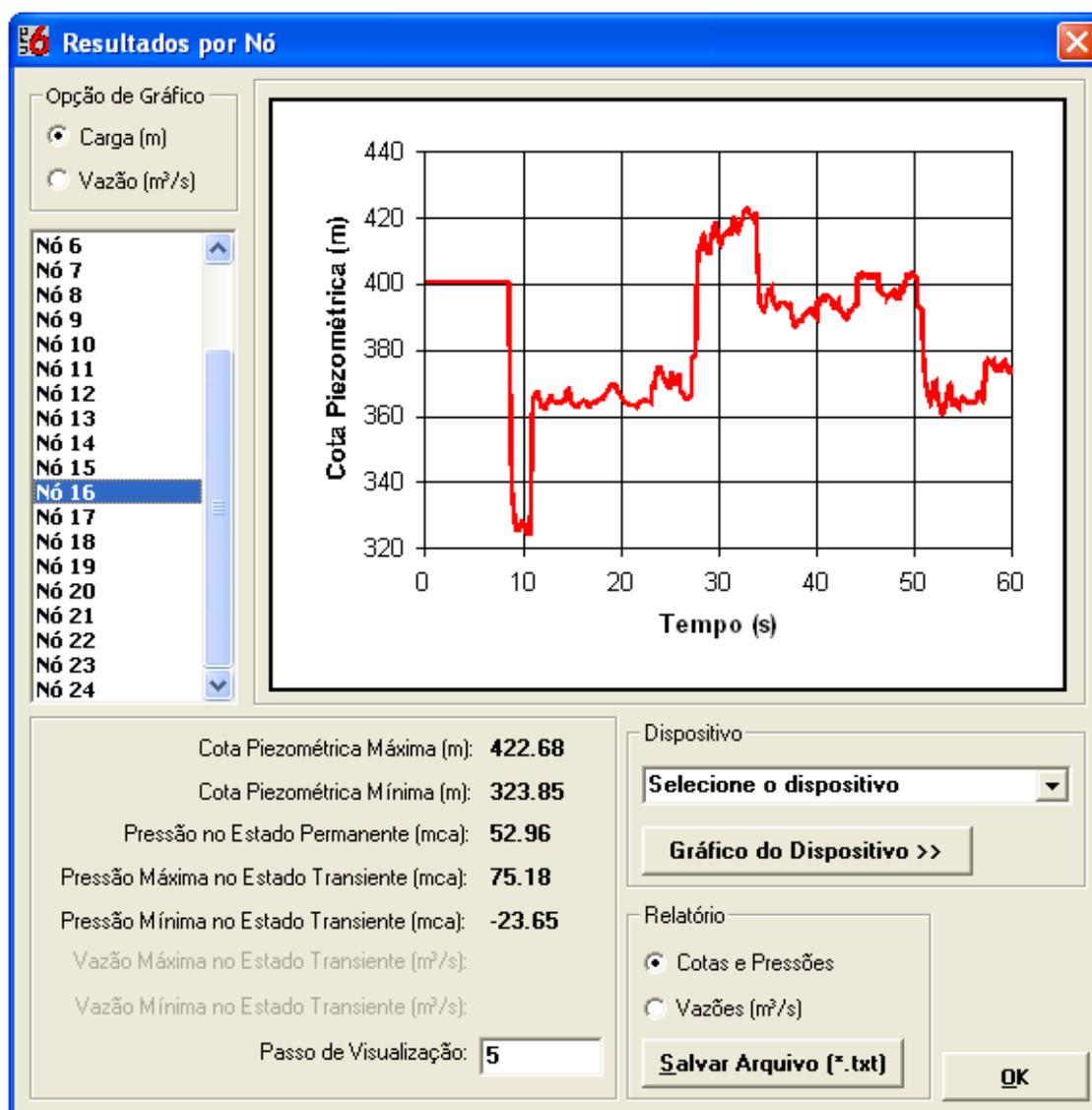


FIGURA 4.9 – Variação da carga no Nó 16 referente ao caso 3

Na figura 4.9 pode-se ver que inicialmente no nó 16 a carga permanece constante e igual a aproximadamente 400 m até perto de 10 segundos, então, a carga passa a variar, com uma carga máxima de 401,12 m e uma carga mínima de 323,85 m. Estes valores equivalem a uma pressão máxima de 75,18 mca e uma pressão mínima de - 23,65 mca.

Na figura 4.10 pode-se ver que no nó 18 a pressão máxima assume um valor de 65,25 mca, enquanto que a pressão mínima assume um valor de 10,01 mca, comprovando a eficiência deste dispositivo para este nó.

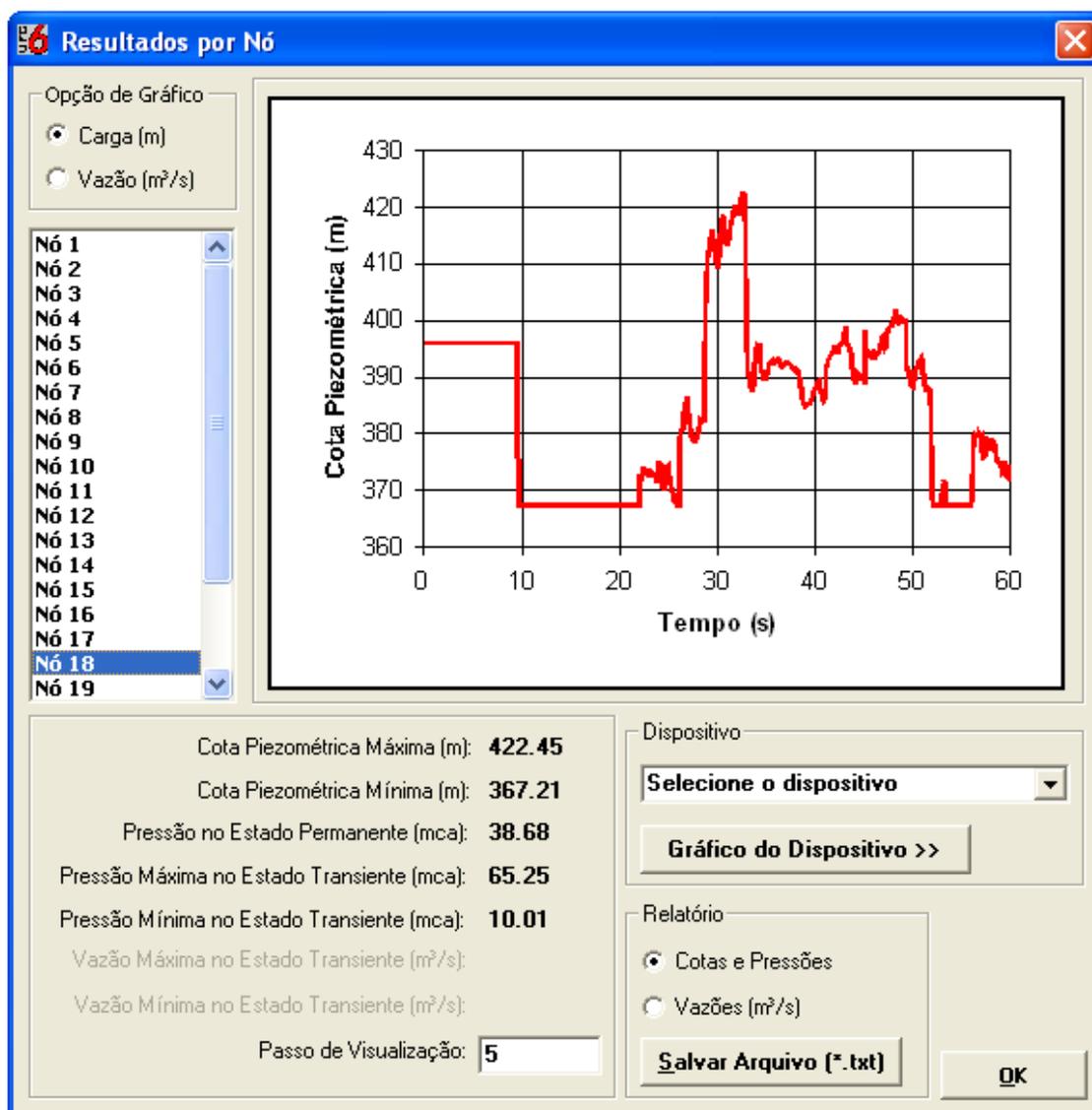


FIGURA 4.10 – Variação da carga no Nó 18 referente ao caso 3

Pode-se concluir que a instalação de apenas um tanque de alimentação unidirecional não é suficiente para atenuar o golpe de aríete, ou seja, uma solução hidráulica só é possível com a instalação de três tanques. Esta solução do ponto de vista econômico não é muito conveniente, devido ao fato de ser bem onerosa.

Logo, uma solução alternativa seria a instalação de duas ventosas trabalhando em conjunto com o TAU. Escolhem-se os nós 16 e 22, onde ainda ocorrem pressões negativas, para a instalação de ventosas.

4.3.2 Caso 4

Neste caso foram usadas duas ventosas automáticas de duplo efeito com abertura e fechamento instantâneos, instaladas nos nós 16 e 22, com as mesmas características das usadas no caso 1 e um tanque de alimentação unidirecional com as mesmas características do usado no caso 3.

Pode-se ver claramente, através da figura 4.11, que a montante a envoltória de máxima aproxima-se muito da linha de carga piezométrica inicial e que a linha de mínima eleva-se acima da cota da adutora, em quase todos os pontos da adutora.

Na tabela 4.9 pode-se ver que apenas no nó 22 ocorre pressão negativa, isto é uma pressão de - 0,24 mca, que é perfeitamente aceitável. Também, pode-se verificar que no nó 16 a pressão mínima assume um valor de 17,02 mca e no nó 18 a pressão mínima permanece quase inalterada em relação ao caso 3.

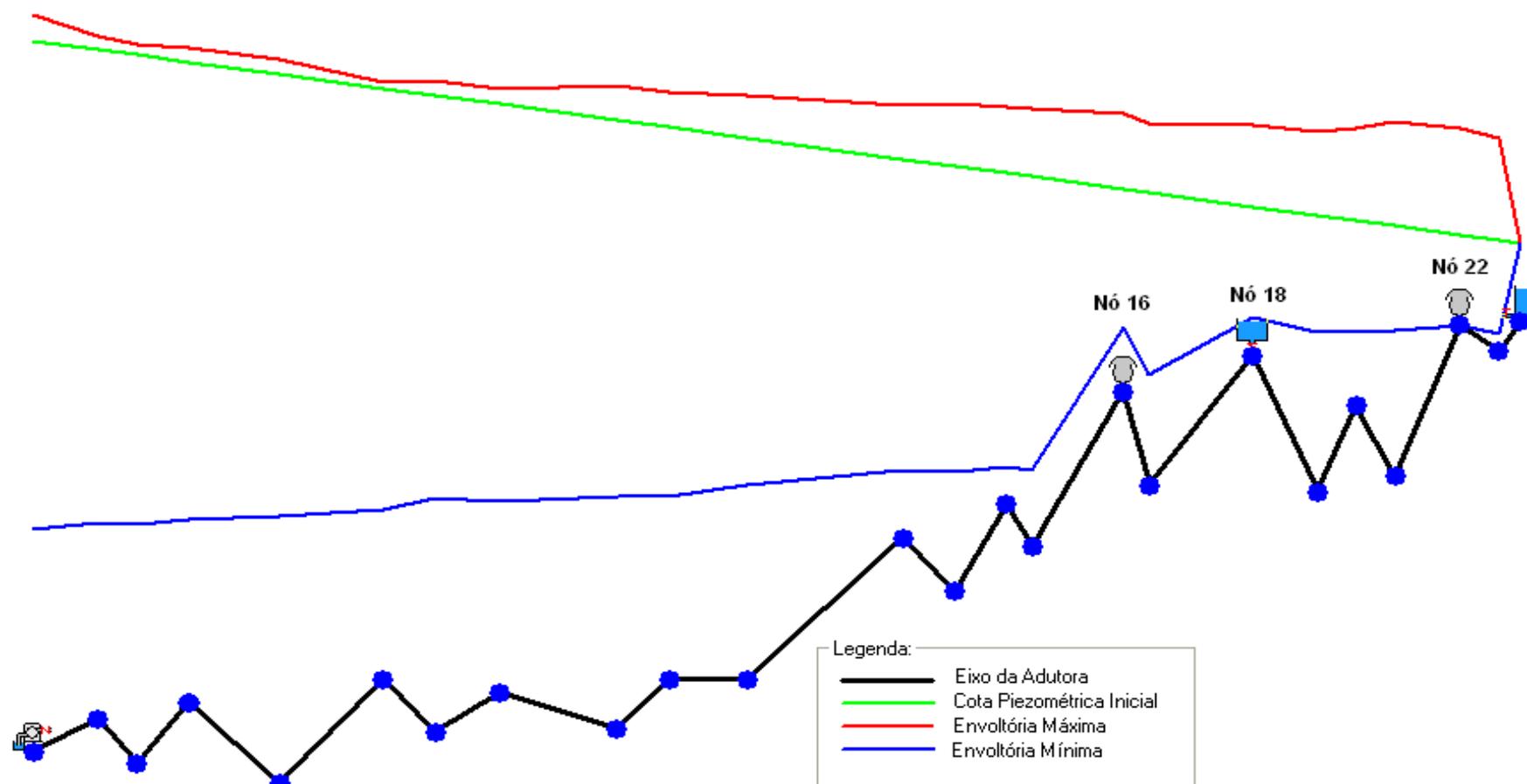


FIGURA 4.11 – Perfil referente ao caso 4

TABELA 4.9 – Cargas e pressões referentes ao caso 4

Nó	H (m)	Hmax (m)	Hmin (m)	P (mca)	Pmax (mca)	Pmin (mca)
1	439,00	445,61	312,08	195,00	191,61	58,08
2	436,71	440,38	313,82	174,01	177,68	51,12
3	435,33	438,01	313,48	184,13	186,81	62,28
4	433,49	437,07	314,37	166,49	170,07	47,37
5	430,28	434,12	315,55	184,28	188,12	69,55
6	426,61	428,34	317,12	153,61	155,34	44,12
7	424,78	428,66	319,97	165,58	169,46	60,77
8	422,48	426,45	319,35	152,98	156,95	49,85
9	418,36	427,24	320,37	158,36	167,24	60,37
10	416,52	425,58	320,35	143,52	152,58	47,35
11	413,77	424,61	323,48	140,77	151,61	50,48
12	408,26	422,30	327,30	98,56	112,60	17,60
13	406,43	422,52	327,10	110,33	126,42	31,00
14	404,59	421,78	328,08	86,09	103,28	9,58
15	403,58	421,35	327,49	96,18	113,85	19,99
16	400,46	419,93	364,52	52,96	72,43	17,02
17	399,55	417,70	352,16	76,05	94,20	28,66
18	395,88	417,11	367,19	38,68	59,91	9,99
19	393,58	415,48	363,19	71,78	93,68	41,39
20	392,21	416,37	363,17	48,01	72,17	18,97
21	390,83	417,81	363,49	65,13	92,11	37,79
22	388,54	416,33	364,79	23,54	51,33	-0,21
23	387,18	413,74	362,99	28,66	55,24	4,49
24	386,43	386,43	386,43	20,43	20,43	20,43

Ainda analisando os dados da tabela 4.9, pode-se ver que o valor máximo de pressão ocorre no nó 1 e cujo valor é de 191,61 mca. Logo em seguida é apresentada na figura 4.11 a variação da carga no nó 16 durante os primeiros 60 segundos do transiente hidráulico.

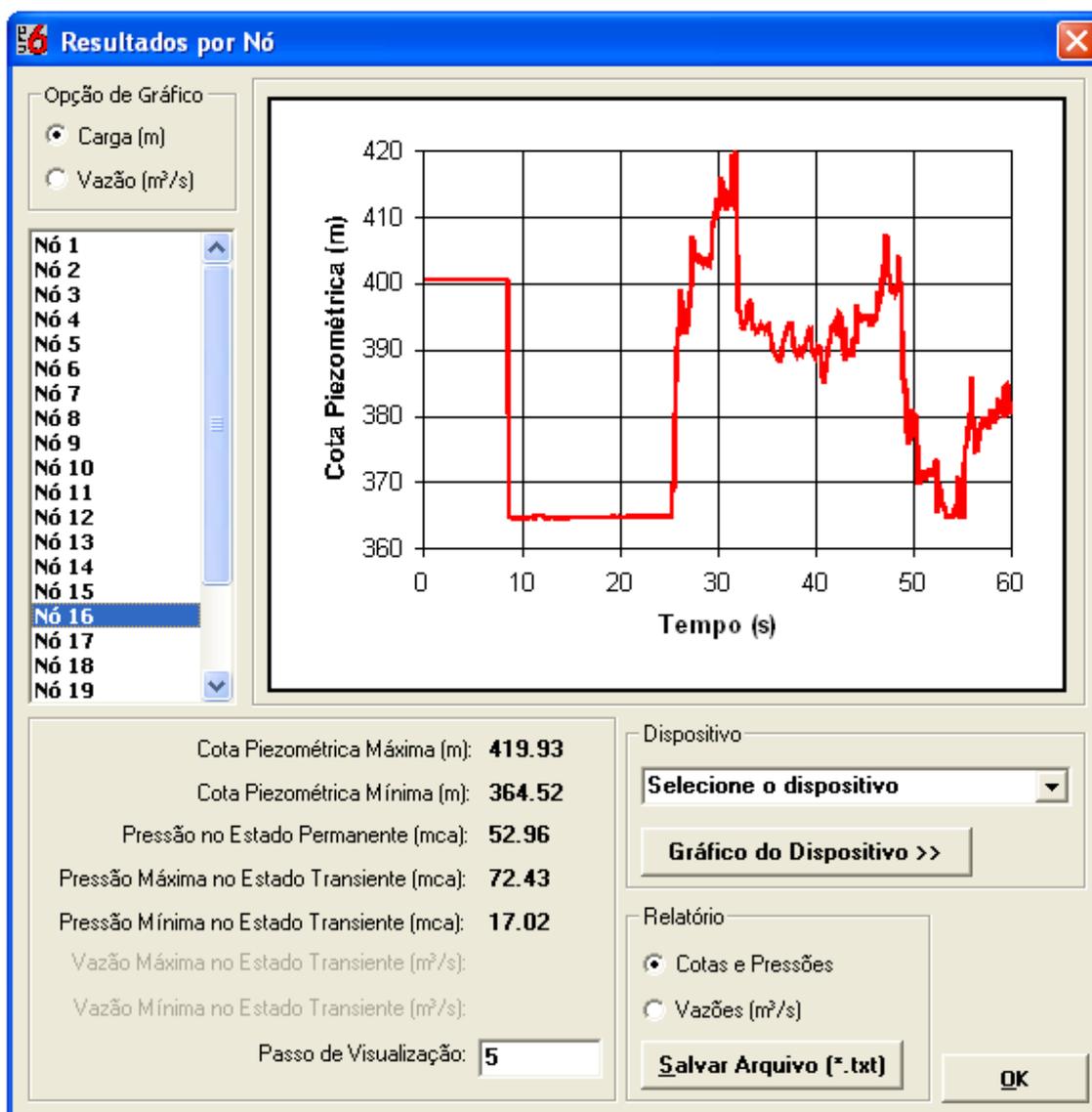


FIGURA 4.12 – Variação da carga no Nó 16 referente ao caso 4

Na figura 4.12 pode-se ver que a pressão máxima assume um valor de 72,43 mca, enquanto que a pressão mínima assume um valor de 17,02 mca. Também, pode-se ver que a carga permanece constante durante quase os 10 primeiros segundos do cálculo do transiente.

Chega-se a conclusão que as ventosas automáticas de duplo efeito com abertura e fechamento instantâneos trabalhando com tanque de alimentação unidirecional resolvem bem o problema hidráulico evitando o colapso da adutora.

4.3.3 Caso 5

Neste caso foram usadas duas ventosas automáticas de duplo efeito com abertura e fechamento não instantâneos, também instaladas nos nós 16 e 22, com as mesmas características das usadas no caso 2 e um tanque de alimentação unidirecional com as mesmas características do usado no caso 3.

Semelhante ao caso 4 a envoltória de máxima a montante se aproxima da linha piezométrica inicial e em quase todos os pontos a envoltória de mínima eleva-se acima da cota da adutora.

Analisando os dados apresentados na tabela 4.10 pode-se ver que apenas dois nós apresentam pressões negativas, nós 16 e 22, que assumem respectivamente valores - 0,47 mca e - 0,21 mca. Enquanto que no nó 18 a pressão mínima assume um valor de 10,01 mca, mesmo valor encontrado no caso 3.

Esses valores encontrados nos nós 16 e 22 são perfeitamente aceitáveis e resolve bem o problema do colapso por contração devido à subpressões.

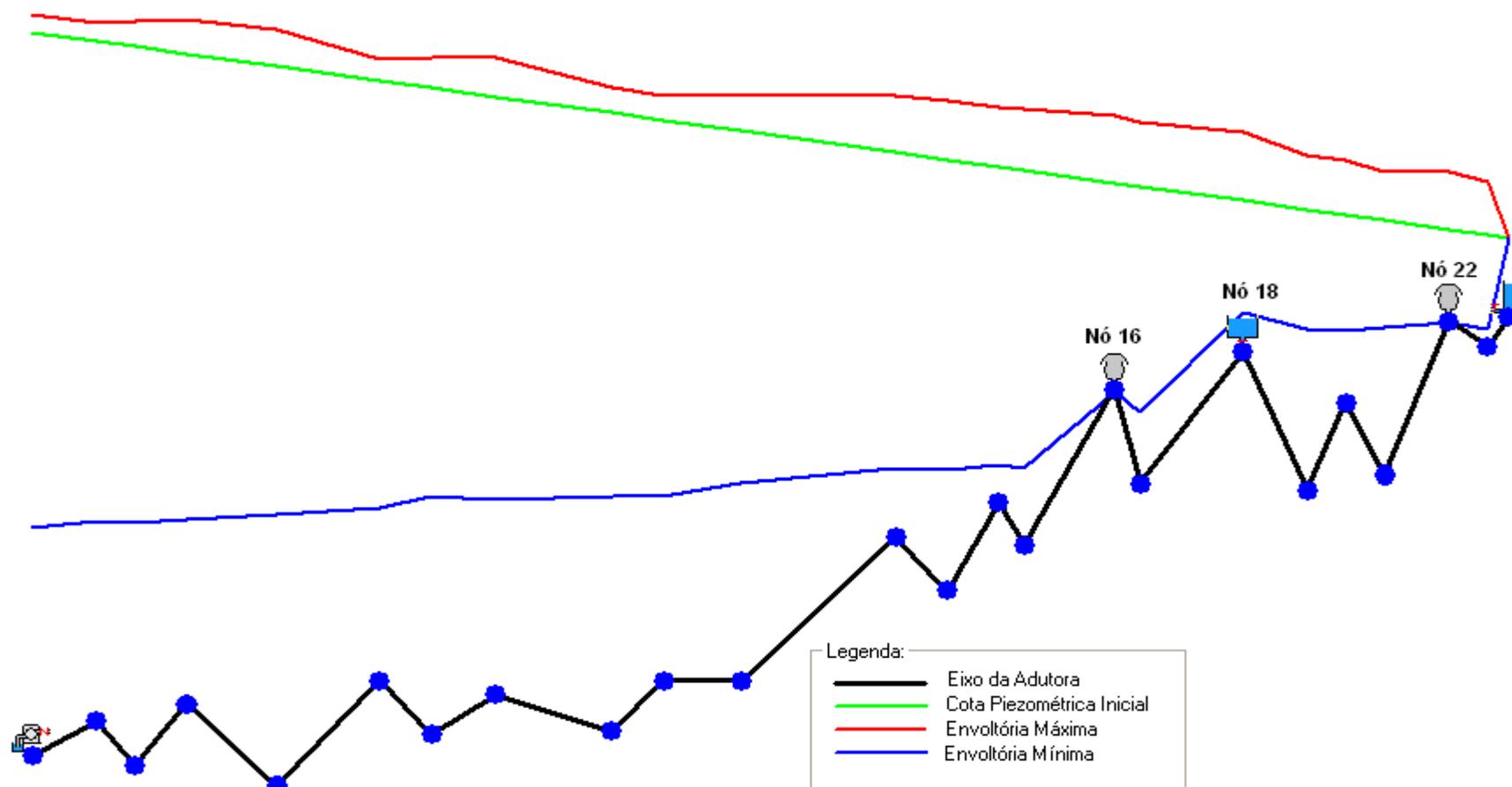


FIGURA 4.13 – Perfil referente ao caso 5

TABELA 4.10 – Cargas e pressões referentes ao caso 5

Nó	H (m)	Hmax (m)	Hmin (m)	P (mca)	Pmax (mca)	Pmin (mca)
1	439,00	443,68	312,08	195,00	189,68	58,08
2	436,71	441,51	313,84	174,01	178,81	51,14
3	435,33	442,04	313,48	184,13	190,84	62,28
4	433,49	442,15	314,37	166,49	175,15	47,37
5	430,28	439,63	315,55	184,28	193,63	69,55
6	426,61	432,29	317,12	153,61	159,29	44,12
7	424,78	432,62	319,97	165,58	173,42	60,77
8	422,48	432,31	319,35	152,98	162,81	49,85
9	418,36	424,69	320,37	158,36	164,69	60,37
10	416,52	422,89	320,35	143,52	149,89	47,35
11	413,77	423,32	323,48	140,77	150,32	50,48
12	408,26	422,67	327,30	98,56	112,97	17,60
13	406,43	421,32	327,10	110,33	125,22	31,00
14	404,59	419,62	328,08	86,09	101,12	9,58
15	403,58	419,30	327,49	96,18	111,80	19,99
16	400,46	417,67	347,03	52,96	70,17	-0,47
17	399,55	416,08	341,83	76,05	92,58	18,33
18	395,88	413,60	367,21	38,68	56,40	10,01
19	393,58	407,67	363,02	71,78	85,87	41,22
20	392,21	406,11	363,68	48,01	61,91	18,48
21	390,83	403,27	363,48	65,13	77,57	37,78
22	388,54	403,13	364,79	23,54	38,13	-0,21
23	387,18	400,87	362,99	28,66	42,37	4,48
24	386,43	386,43	386,43	20,43	20,43	20,43

A análise da tabela 4.10 ainda revela que a pressão máxima no nó 1 assume um valor igual a 189,68 mca, porém, ocorre uma pressão máxima de 193,63 mca no nó 5.

Em seguida é apresentado na figura 4.14 a variação da carga no nó 16 durante os 60 segundos do transiente. Nesta figura, pode-se ver que durante quase os 10 primeiros segundos do transiente que a carga é praticamente constante e igual a um valor próximo a 400 m.

Esta figura também revela que a pressão máxima assume um valor de 70,17 mca e a pressão mínima assume um valor de - 0,47 mca.

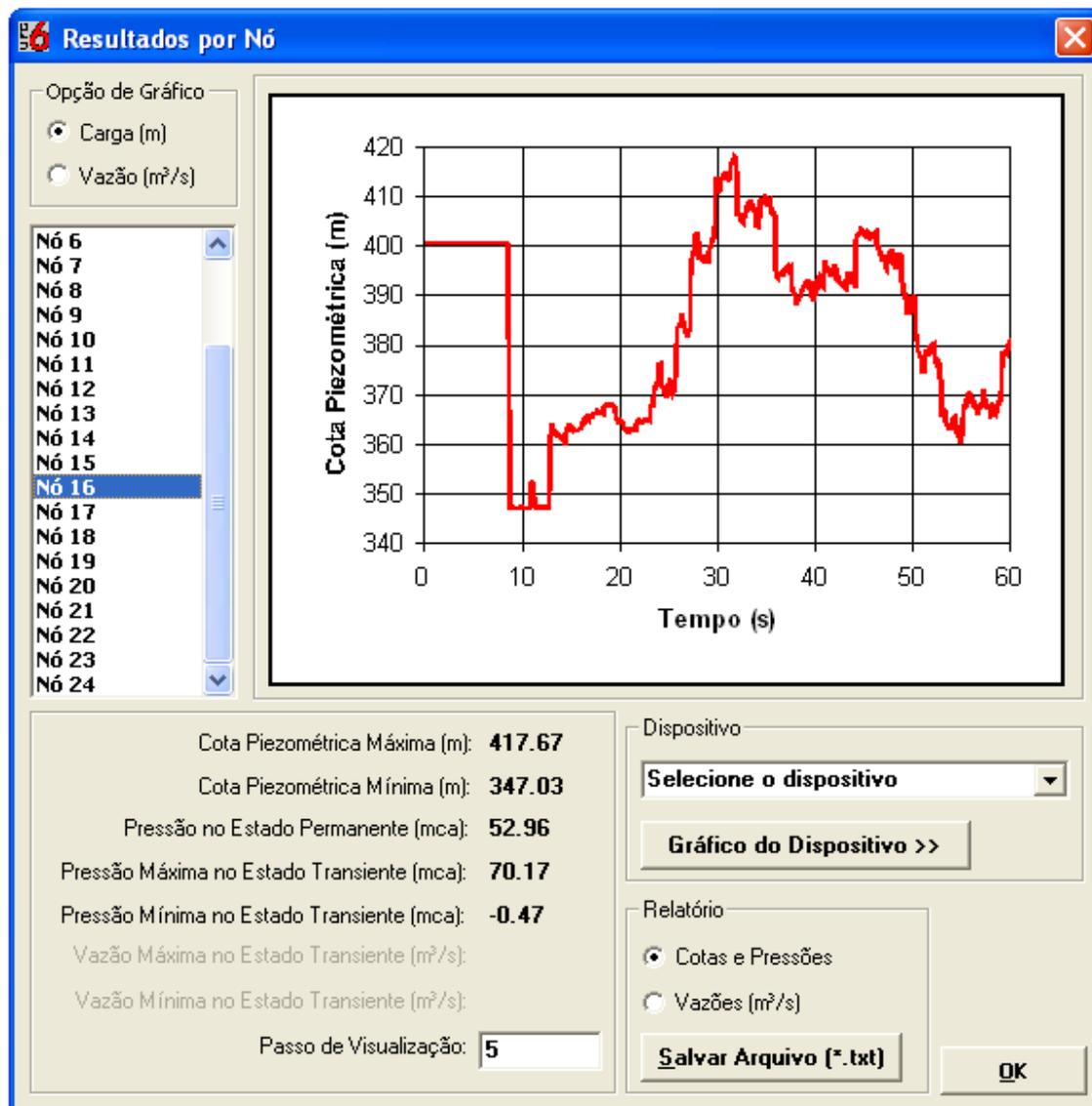


FIGURA 4.14 – Variação da carga no Nó 16 referente ao caso 5

Pode-se chegar à conclusão que este tipo de ventosa resolve bem o problema hidráulico, evitando que a adutora venha a sofrer um colapso causado pelas subpressões.

Nas tabelas 4.11 e 4.12 são apresentados comparativos entre os casos 4 e 5, relacionados a menores pressões mínimas e as maiores pressões máximas, respectivamente.

TABELA 4.11 - Menores pressões mínimas

Pressão Mínima			
NÓ	Sem dispositivo	Caso 4	Caso 5
16	- 31,94 mca	17,02 mca	- 0,47 mca
18	- 39,31 mca	9,99 mca	10,01 mca
22	- 45,61 mca	- 0,21 mca	- 0,21 mca

TABELA 4.12 - Maiores pressões máximas

Pressão Máxima			
NÓ	Sem dispositivo	Caso 4	Caso 5
1	201,23 mca	191,61 mca	189,68 mca
3	197,85 mca	186,81 mca	190,84 mca
5	204,56 mca	188,12 mca	193,63 mca

De acordo com a tabela 4.11, pode-se ver que nos nós 18 e 22 as pressões mínimas obtidas nos dois casos são praticamente iguais, porém no nó 16 ocorre uma diferença muito grande em relação aos valores obtidos nos casos 4 e 5.

Em relação à tabela 4.12 a maior diferença dos dois casos ocorre no nó 5, onde esta diferença é igual a 5,51 mca, enquanto que a menor diferença é de 1,93 mca no nó 1.

Logo em seguida tem-se a figura 4.15, onde é mostrado as envoltórias de máximas e mínimas para os casos 4 e 5 num mesmo perfil. Pode-se ver que nas proximidades da bomba a linha de máxima do caso 4 se aproxima melhor da cota piezométrica inicial do que a do caso 5.

Por outro lado nas imediações do reservatório a figura 4.15 mostra que a jusante da linha de adução, isto é nas proximidades do reservatório, a envoltória de máxima do caso 4 é bem maior que a envoltória de máxima do caso 5, neste caso pode-se dizer que o caso 5 aliviou melhor as pressões de máxima.

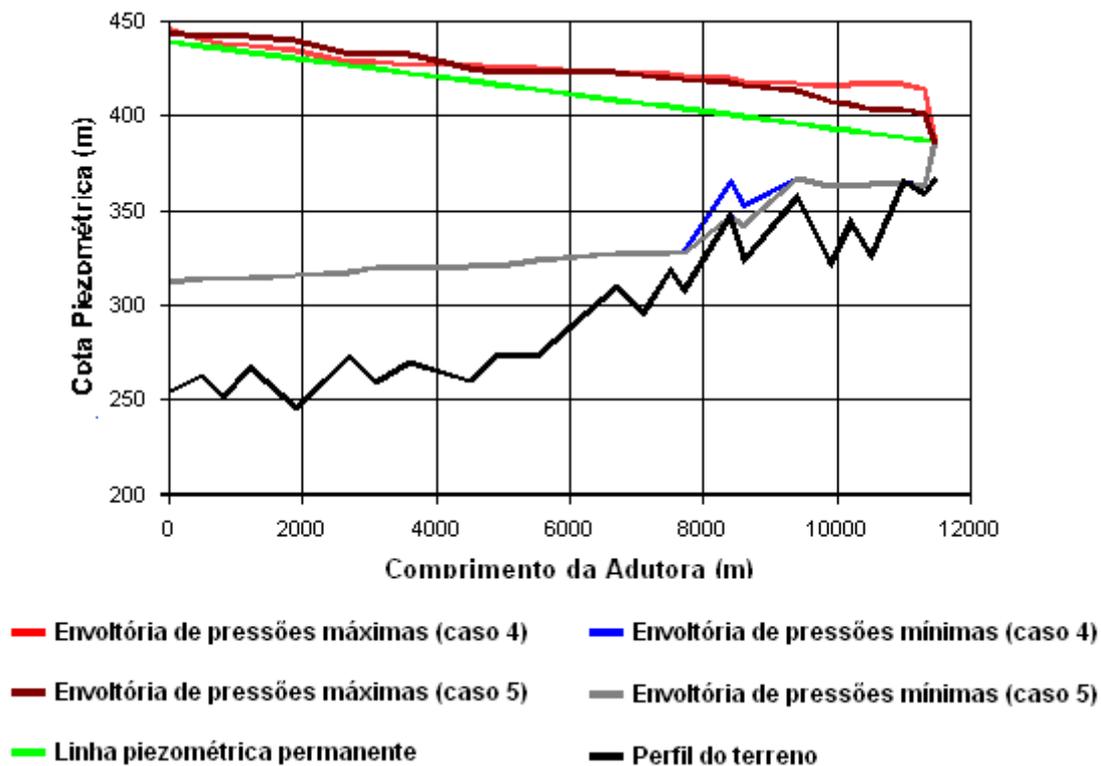


FIGURA 4.15 - Envoltórias de pressões dos casos 4 e 5

4.4 Ventosas trabalhando com uma chaminé de equilíbrio

4.4.1 Caso 6

Neste caso foi instalada uma Chaminé de equilíbrio no nó 18, com as seguintes características; diâmetro da chaminé é igual a 2 m, o nível da água da chaminé é de 21 m, o diâmetro do tubo de ligação é de 150 mm e o coeficiente de perda de carga é igual a 1.

Observando a figura 4.16, pode-se dizer que a jusante da linha a envoltória de máxima coincide com a linha piezométrica inicial e que a envoltória de mínima se eleva, porém, ainda há pontos onde ocorrem pressões negativas.

Analisando os dados apresentados na tabela 4.13, pode-se ver que no nó 18, onde foi instalada a chaminé de equilíbrio, a pressão mínima assume um valor de 20,96 mca, mostrando que para este nó o dispositivo é bem eficiente. Porém, os nós 14, 16 e 17 apresentam, respectivamente, as seguintes pressões mínimas - 10,35 mca, - 38,04 mca e - 14,44 mca, valores que podem levar a adutora a um colapso.

Ainda através da tabela 4.13, tem-se que nos nós 1, 3 e 5, as pressões máximas assumem os seguintes valores, 201,48 mca, 199,85 mca e 202,64 mca, respectivamente.

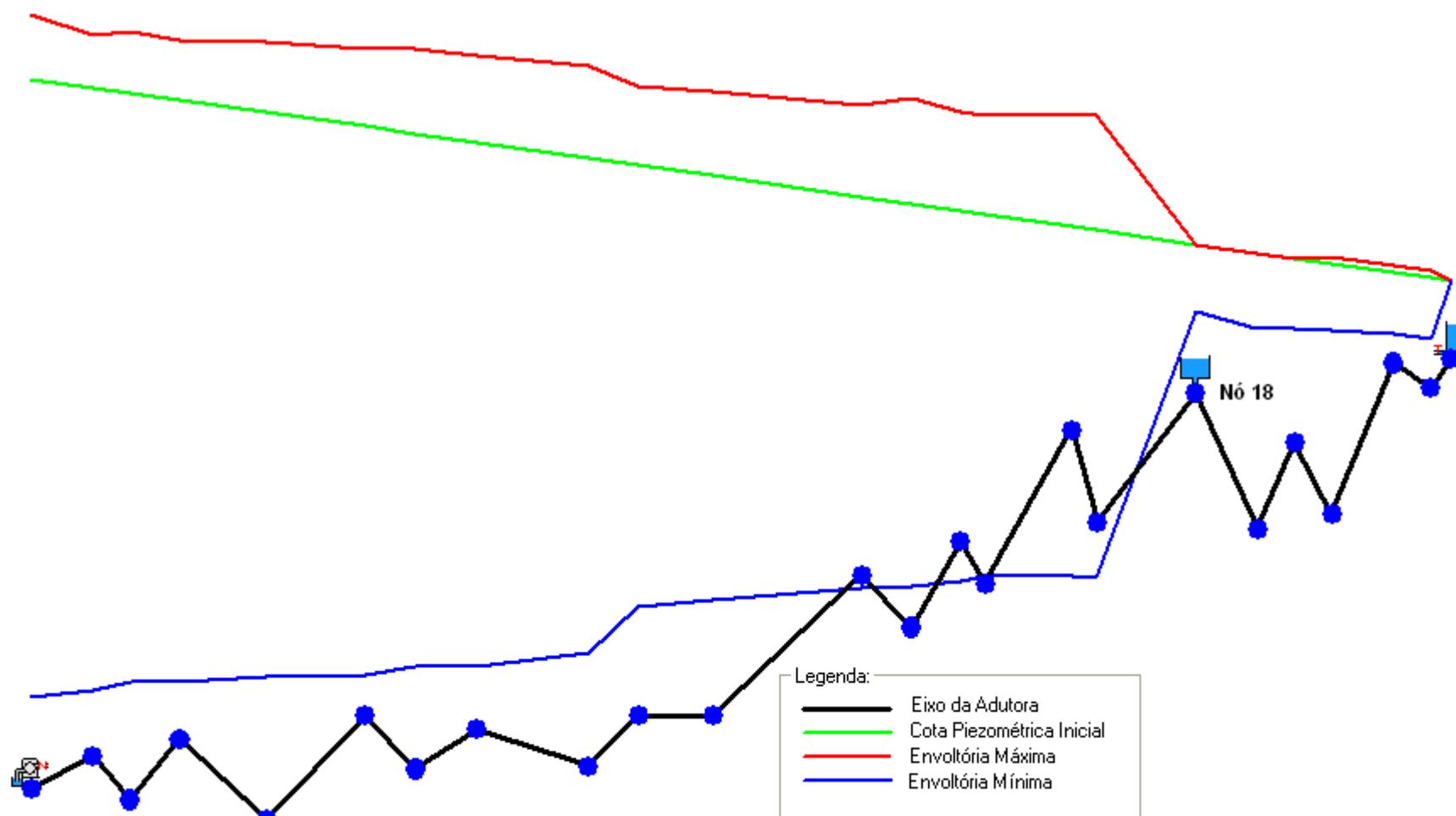


FIGURA 4.16 – Perfil referente ao caso 6

TABELA 4.13 – Cargas e pressões referentes ao caso 6

Nó	H (m)	Hmax (m)	Hmin (m)	P (mca)	Pmax (mca)	Pmin (mca)
1	439,00	455,48	277,79	195,00	201,48	23,99
2	436,71	450,38	279,43	174,01	187,68	16,73
3	435,33	451,05	281,79	184,13	199,85	30,59
4	433,49	448,91	282,07	166,49	181,91	15,07
5	430,28	448,64	283,14	184,28	202,64	37,14
6	426,61	446,77	283,81	153,61	173,77	10,81
7	424,78	446,85	285,68	165,58	187,65	26,48
8	422,48	444,84	285,85	152,98	175,34	16,35
9	418,36	442,27	289,33	158,36	182,27	29,33
10	416,52	436,99	301,62	143,52	163,99	28,62
11	413,77	435,83	303,19	140,77	162,83	30,19
12	408,26	432,14	306,40	98,56	122,44	-3,30
13	406,43	434,05	306,85	110,33	137,95	10,75
14	404,59	430,47	308,15	86,09	111,97	-10,35
15	403,58	429,60	309,24	96,18	122,10	1,74
16	400,46	429,99	309,46	52,96	82,49	-38,04
17	399,55	429,49	309,06	76,05	105,99	-14,44
18	395,88	395,88	378,16	38,68	38,08	20,96
19	393,58	393,58	373,93	71,78	71,78	52,13
20	392,21	392,21	373,74	48,01	48,01	29,54
21	390,83	392,64	373,49	65,13	66,49	47,74
22	388,54	390,15	372,49	23,54	25,15	7,49
23	387,18	389,20	371,37	28,66	30,70	12,87
24	386,43	386,43	386,43	20,43	20,43	20,43

Logo a seguir, são apresentadas as figuras 4.17 e 4.18, que apresentam a variação da carga nos nós 16 e 18, respectivamente, durante os 60 segundos do transiente.

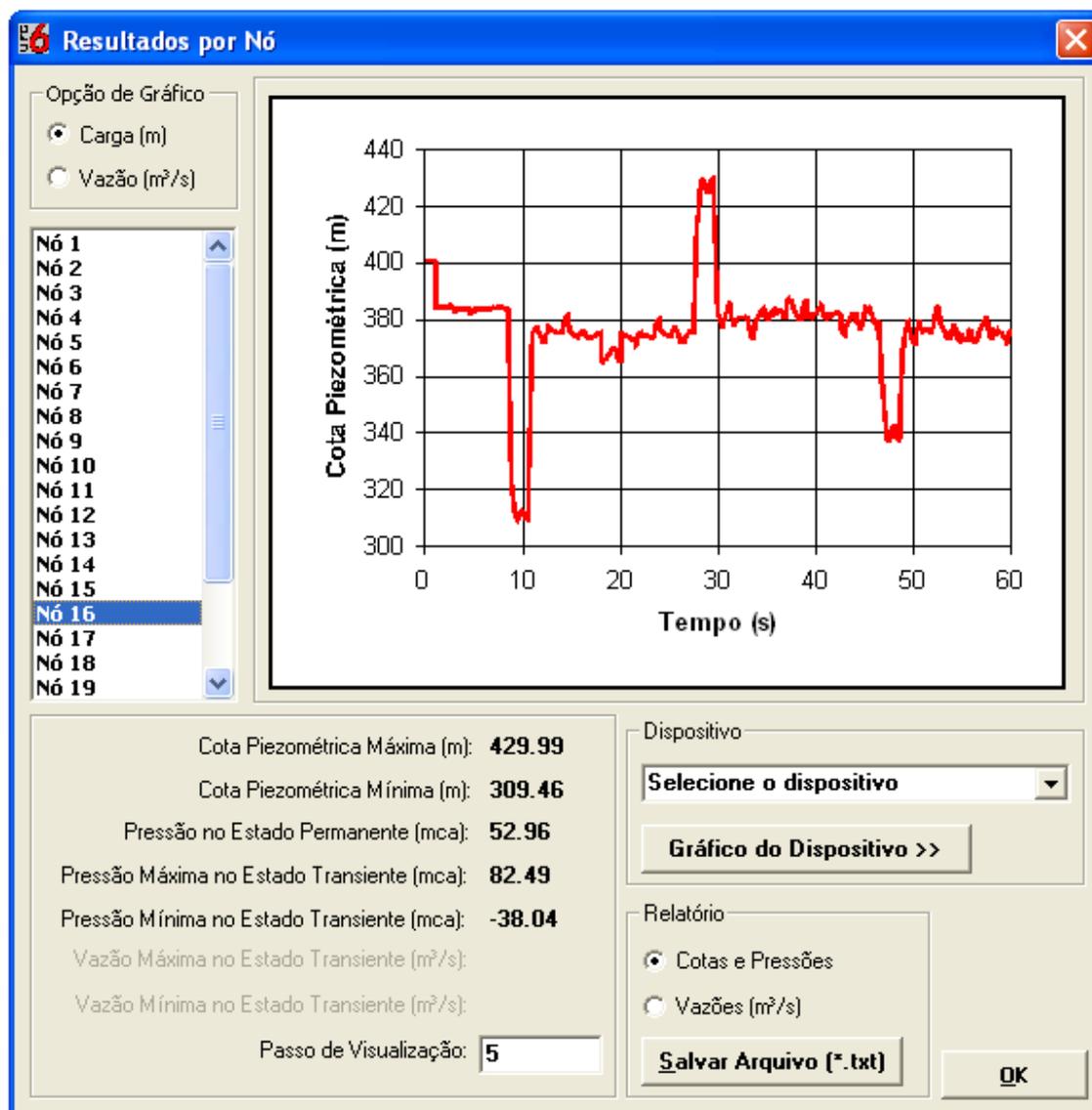


FIGURA 4.17 – Variação da carga no Nó 16 referente ao caso 6

Pela figura 4.17, pode-se ver que a pressão varia de um valor mínimo de -38,04 mca para um valor máximo de 82,49 mca. Este valor mínimo pode causar a contração da tubulação, podendo causar um rompimento.

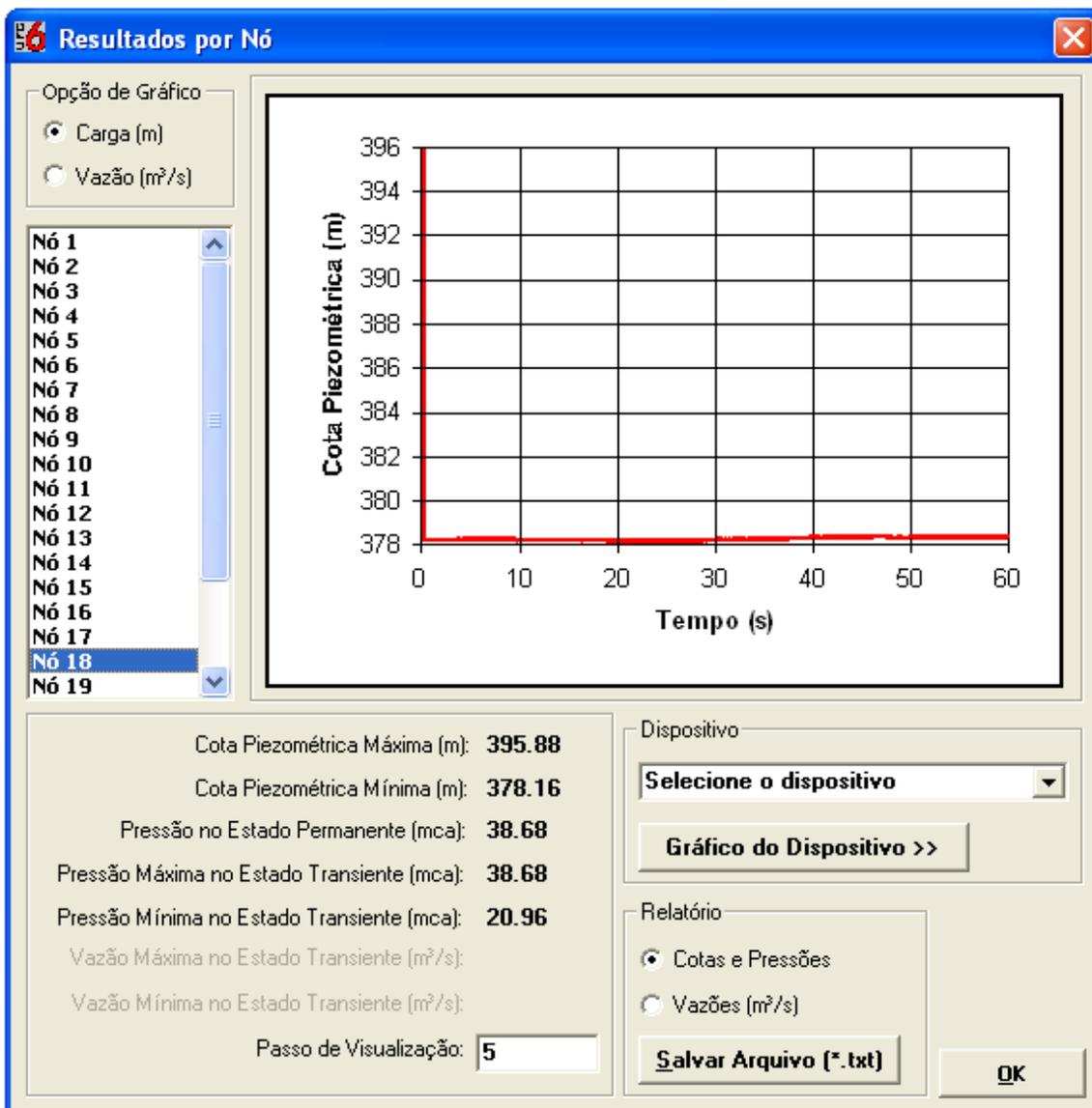


FIGURA 4.18 - Variação da carga no Nó 18 referente ao caso 6

De acordo com a figura 4.18 pode-se ver que no nó 18, onde se instala a chaminé, a carga permanece constante e igual a 378,16 m durante todo o cálculo do transiente.

Após a análise dos dados obtidos da tabela 4.13 e da figura 4.16, pode-se chegar a conclusão que esta simulação não é eficiente para resolver o problema hidráulico de toda a linha.

Na realidade apenas usando chaminés de equilíbrio não se encontra uma solução satisfatória. Então, em seguida será proposta simulações com a chaminé de equilíbrio trabalhando em conjunto com as ventosas.

4.4.2 Caso 7

Neste caso é proposta uma situação em que ventosas e chaminé trabalhem em conjunto. Como ocorreram pressões negativas muito baixas nos nós 14, 16 e 17, então, resolveu-se instalar duas ventosas automáticas de duplo efeito com abertura e fechamento instantâneos nos nós 14 e 16. A chaminé de equilíbrio permaneceu no nó 18.

As ventosas instaladas têm as mesmas características das usadas no caso 2, enquanto que a chaminé de equilíbrio tem as mesmas características da usada no caso 6.

Na figura 4.19 tem-se o perfil da adutora com as envoltórias mínima e máxima após o cálculo do transiente. Vê-se que a envoltória mínima eleva-se e a envoltória máxima se aproxima muita da linha piezométrica inicial, principalmente a jusante da adutora. Este fato pode ser confirmado com a tabela 4.14, que mostra que as pressões mínimas foram elevadas, enquanto que as pressões máximas foram aliviadas.

Nos nós 14 e 16, as pressões mínimas assumem os valores 28,46 mca e - 0,29 mca, respectivamente, enquanto que no nó 18 a pressão mínima tem um valor de 20,95 mca, valor praticamente igual ao caso 6. No nó 5 ocorre a maior pressão máxima, cujo valor é de 198,50 mca.

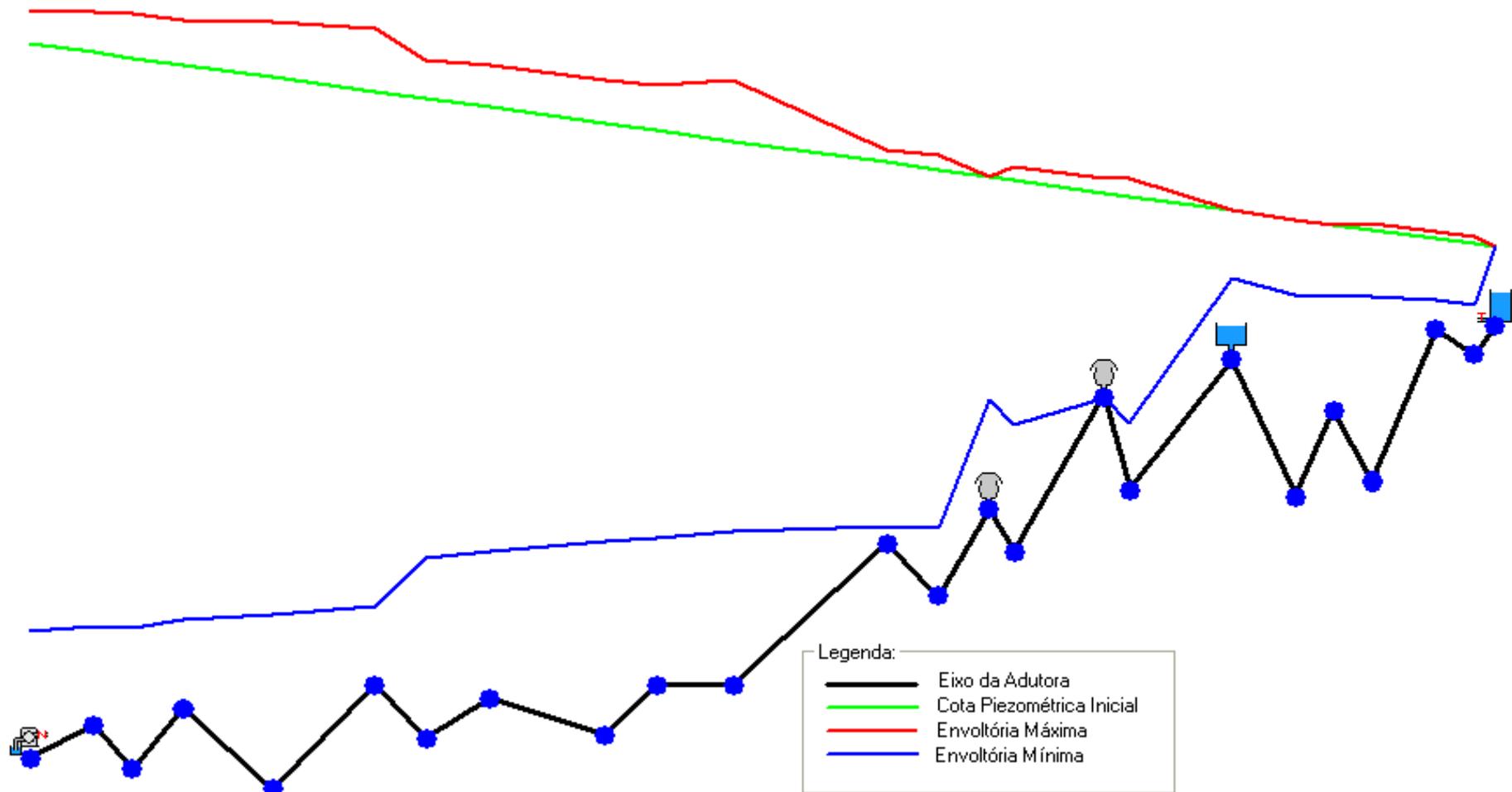


FIGURA 4.19 – Perfil referente ao caso 7

TABELA 4.14 – Cargas e pressões referentes ao caso 7

Nó	H (m)	Hmax (m)	Hmin (m)	P (mca)	Pmax (mca)	Pmin (mca)
1	439,00	447,75	286,87	195,00	193,75	32,87
2	436,71	447,47	288,24	174,01	184,77	25,54
3	435,33	446,77	287,88	184,13	195,57	36,68
4	433,49	445,31	289,95	166,49	178,31	22,95
5	430,28	444,50	291,38	184,28	198,50	45,38
6	426,61	442,81	293,40	153,61	169,81	20,40
7	424,78	434,87	305,91	165,58	175,67	46,71
8	422,48	433,56	307,44	152,98	164,06	37,94
9	418,36	429,54	310,15	158,36	169,54	50,15
10	416,52	428,14	311,03	143,52	155,14	38,03
11	413,77	429,47	312,57	140,77	156,47	39,57
12	408,26	411,68	314,24	98,56	101,98	4,54
13	406,43	410,05	313,50	110,33	113,95	17,40
14	404,59	404,59	346,96	86,09	86,09	28,46
15	403,58	406,99	340,19	96,18	99,49	32,69
16	400,46	404,07	347,21	52,96	56,57	-0,29
17	399,55	404,26	340,59	76,05	80,76	17,09
18	395,88	395,88	378,15	38,68	38,88	20,95
19	393,58	393,58	373,94	71,78	71,78	52,14
20	392,21	392,21	373,71	48,01	48,01	29,51
21	390,83	392,68	373,49	65,13	66,98	47,79
22	388,54	390,15	372,49	23,54	25,15	7,49
23	387,18	389,20	371,37	28,66	30,00	12,87
24	386,43	386,43	386,43	20,43	20,43	20,43

Analisando os dados obtidos na tabela 4.14 e, também, através da figura 4.17 pode-se chegar à conclusão que esta simulação é bem eficiente e resolve bem o problema hidráulico proposto.

Logo em seguida tem-se a figura 4.20, onde é apresentado como ocorre à variação da carga no nó 16, durante os 60 segundos do transiente hidráulico.

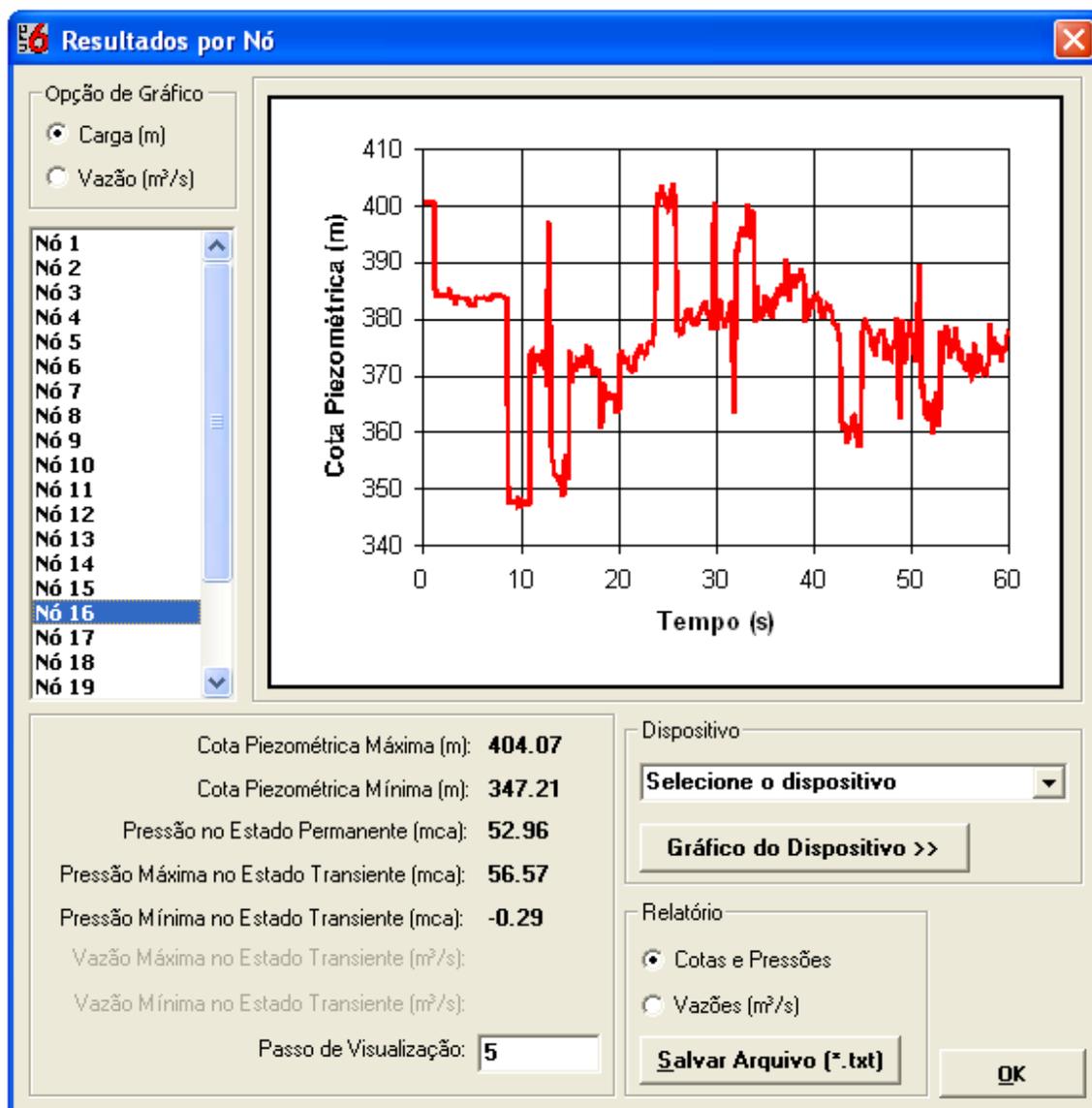


FIGURA 4.20 – Variação da carga no Nó 16 referente ao caso 7

Através da figura 4.20 pode-se ver que durante o cálculo do transiente a pressão neste nó, varia de um valor mínimo de -02,9 mca a um valor máximo de 56,57 mca. Este valor para a pressão mínima é perfeitamente aceitável.

4.4.3 Caso 8

Neste último caso foi feita uma simulação em que a chaminé de equilíbrio trabalha em conjunto com as ventosas automáticas de duplo efeito com abertura e fechamento não instantâneos.

As ventosas foram instaladas nos nós 14 e 16, como no caso anterior, e tem as mesmas características das usadas no caso 3. A chaminé de equilíbrio utilizada também tem as mesmas características da usada nos casos 6 e 7.

Na figura 4.21 tem-se o perfil da adutora com as envoltórias mínima e máxima referentes ao caso 8. Pode-se ver que a jusante da linha a envoltória máxima aproxima-se muito da linha piezométrica inicial e que a envoltória mínima eleva-se acima da cota da adutora em quase todos os pontos.

De acordo com os dados da tabela 4.15 pode-se concluir que as pressões mínimas foram elevadas, enquanto que as pressões máximas foram aliviadas.

Pode-se ver que apenas nos nó 14 e 16 ocorreram pressões negativas, - 0,30 mca e - 0,55 mca, respectivamente, valores este que podem ser considerados satisfatórios, enquanto que no nó 18 a pressão mínima assume o valor de 20,96 mca, o mesmo do caso 6. No caso das pressões máximas, o maior valor ocorreu no nó 5, cujo valor é dado por 197,63 mca.

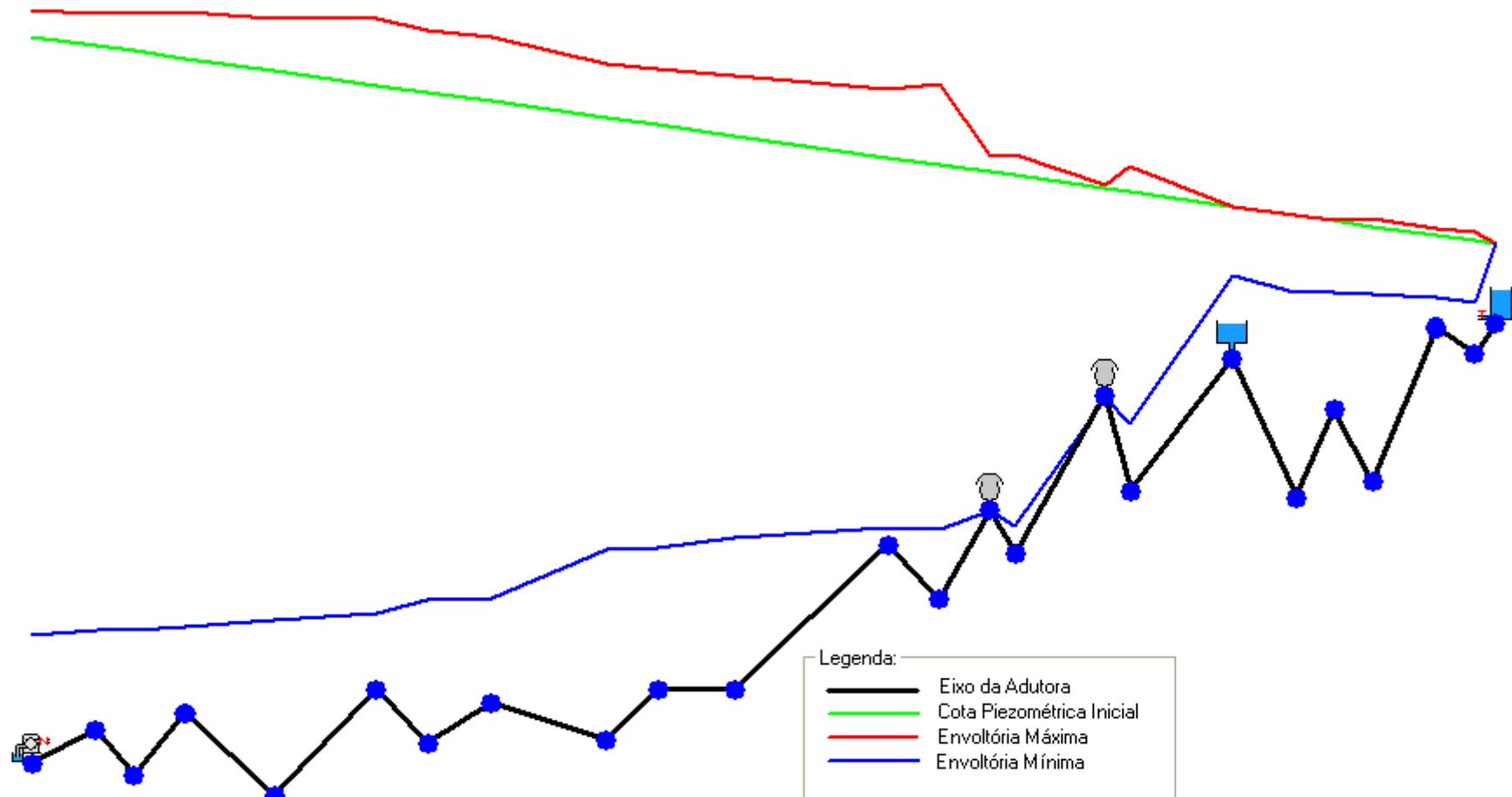


FIGURA 4.21 – Perfil referente ao caso 8

TABELA 4.15 – Cargas e pressões referentes ao caso 8

Nó	H (m)	Hmax (m)	Hmin (m)	P (mca)	Pmax (mca)	Pmin (mca)
1	439,00	445,64	286,87	195,00	191,64	32,87
2	436,71	444,90	288,24	174,01	182,20	25,54
3	435,33	445,02	287,88	184,13	193,82	36,88
4	433,49	445,17	288,95	166,49	178,17	21,95
5	430,28	443,63	290,56	184,28	197,63	44,56
6	426,61	443,44	292,40	153,61	170,44	19,40
7	424,78	440,61	295,56	165,58	181,41	36,36
8	422,48	439,09	296,16	152,98	169,59	26,66
9	418,36	431,91	308,64	158,36	171,91	48,64
10	416,52	430,75	308,92	143,52	157,75	35,92
11	413,77	429,22	311,75	140,77	156,22	38,75
12	408,26	425,86	314,24	98,56	116,16	4,54
13	406,43	426,98	313,50	110,33	130,88	17,40
14	404,59	408,47	318,20	86,09	89,97	-0,30
15	403,58	409,11	314,36	96,18	101,61	6,86
16	400,46	401,19	346,95	52,96	53,69	-0,55
17	399,55	405,88	340,60	76,05	82,38	17,10
18	395,88	395,88	378,16	38,68	38,68	20,96
19	393,58	393,58	373,94	71,78	71,78	52,14
20	392,21	392,21	373,77	48,01	48,01	29,57
21	390,83	392,63	373,49	65,13	66,93	47,79
22	388,54	390,15	372,49	23,54	25,15	7,49
23	387,18	389,20	371,37	28,66	30,70	12,87
24	386,43	386,43	386,43	20,43	20,43	20,43

Na figura 4.20 a variação da carga no nó 16 durante 60 segundos do transiente hidráulico. Pode-se ver que neste nó a pressão, varia de um valor mínimo de - 0,55 mca a um valor máximo de 53,69 mca. Esta pressão negativa é perfeitamente aceitável para padrões de projeto.

Pode-se concluir que esta simulação também é bem eficiente, tanto em relação às pressões mínimas quanto as pressões máximas, resolvendo o problema hidráulico proposto.

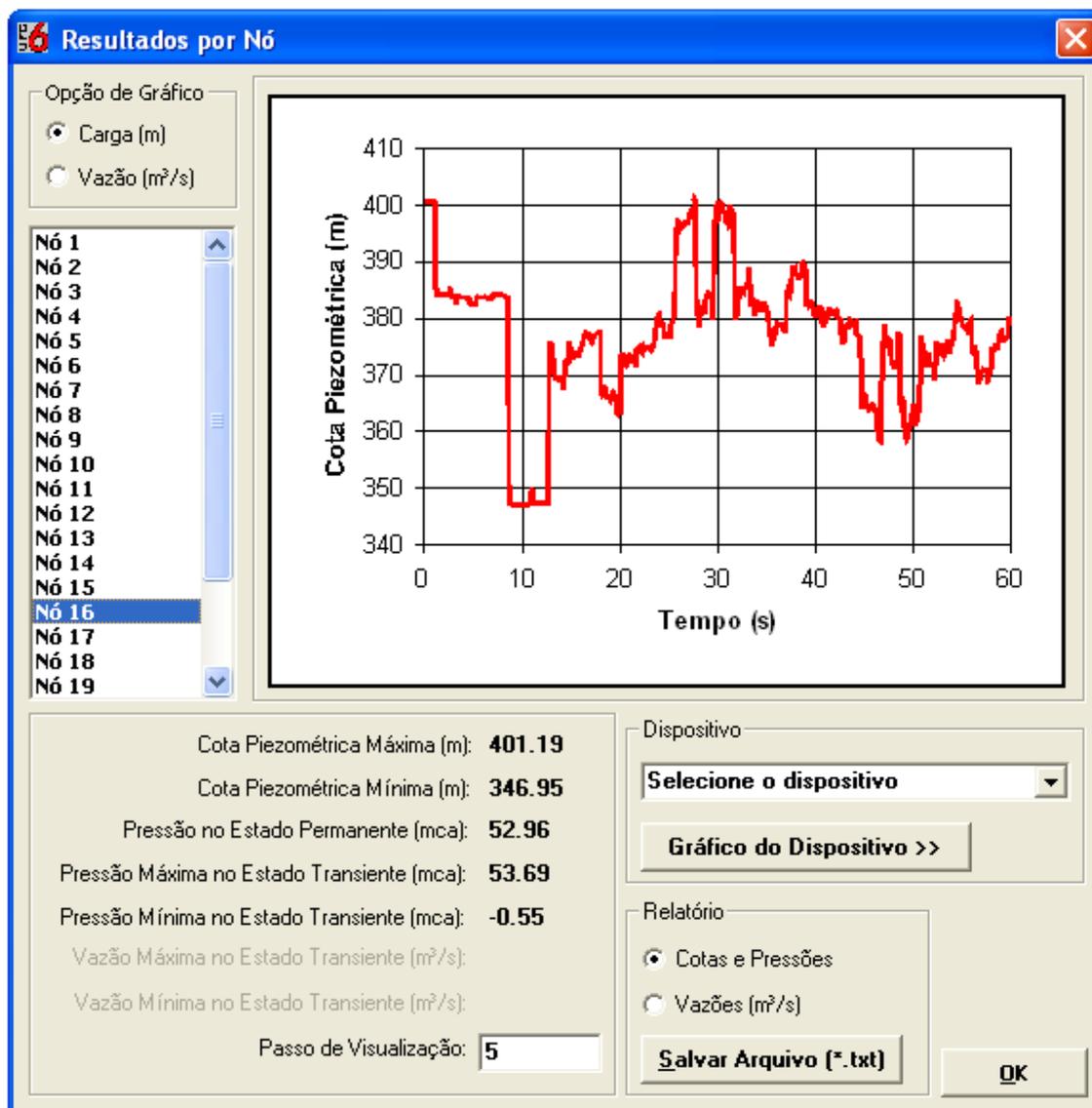


FIGURA 4.22 – Variação da carga no Nó 16 referente ao caso 8

As tabelas 4.16 e 4.17 mostram um comparativo entre as ventosas automáticas de duplo efeito, as de abertura e fechamento instantâneos e as de abertura e fechamento não instantâneos, nos nós mais solicitados, tanto para pressões mínimas como para pressões máximas, respectivamente.

Das tabelas 4.16 e 4.17, pode-se concluir que os valores medidos nos casos 7 e 8 tiveram resultados muito próximos, porém, a figura 4.23 mostra que há diferenças em alguns pontos tanto para as pressões máximas quanto para as pressões mínimas.

TABELA 4.16 - Menores pressões mínimas

Pressão Mínima			
NÓ	Sem dispositivo	Caso 7	Caso 8
16	- 31,94 mca	-0,29 mca	-0,55 mca
18	- 39,31 mca	20,96 mca	20,96 mca
22	- 45,61 mca	7,49 mca	7,49 mca

TABELA 4.17 - Maiores pressões máximas

Pressão Máxima			
NÓ	Sem dispositivo	Caso 7	Caso 8
1	201,23 mca	193,75 mca	191,64 mca
3	197,85 mca	195,57 mca	193,82 mca
5	204,56 mca	198,50 mca	197,63 mca

De acordo com a figura 4.23 tem-se que tanto nas proximidades da bomba, quanto do reservatório as linhas de envoltórias máximas e mínimas dos dois casos são muito semelhantes, apenas no meio da adutora se vê uma diferença acentuada.

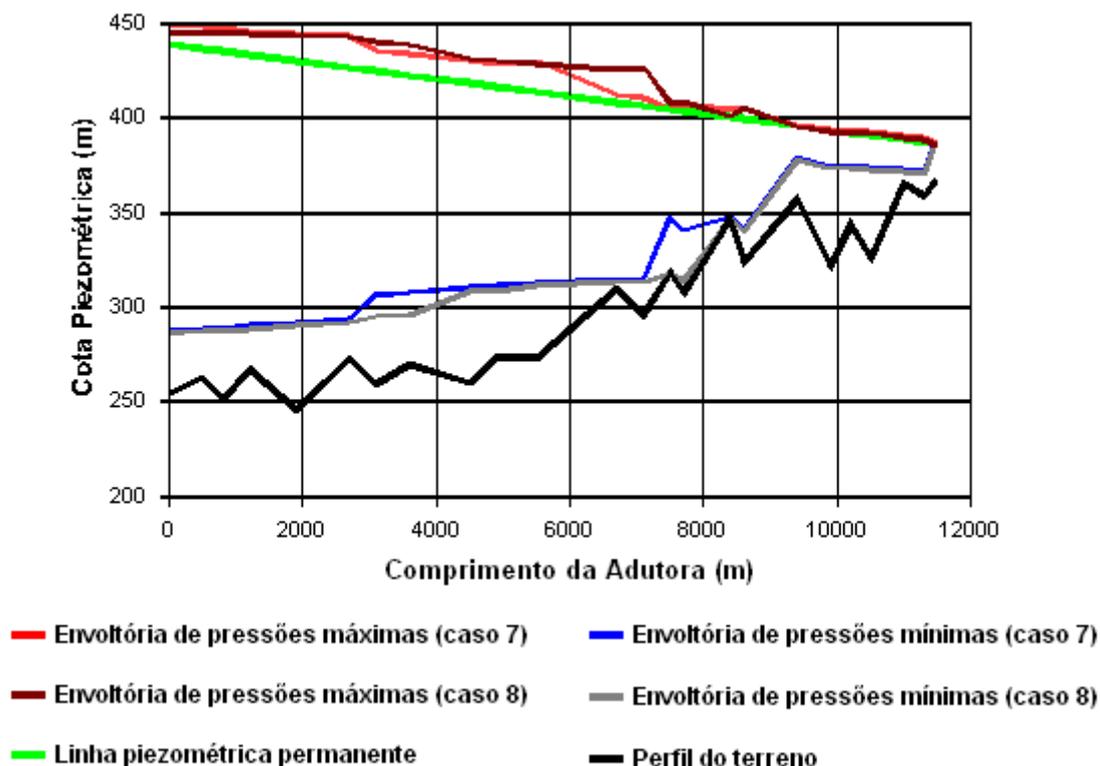


FIGURA 4.23 - envoltórias de pressões dos casos 7 e 8

5 CONCLUSÕES E SUGESTÕES

Foram feitas simulações em que se verificaram três situações: ventosas trabalhando em conjunto, ventosas trabalhando com tanques de alimentação unidirecionais e ventosas trabalhando com chaminé de equilíbrio.

Em seguida foram realizadas análises comparativas entre as ventosas automáticas de duplo efeito com abertura e fechamento instantâneos e as ventosas automáticas de duplo efeito com abertura e fechamento não instantâneos.

Em trabalhos anteriores foram mostrados que as ventosas automáticas de duplo efeito com abertura e fechamento instantâneos são dispositivos bastante eficientes tanto expulsando ar quanto admitindo ar na tubulação. Entretanto, neste trabalho, também, foi mostrado a eficiência das ventosas automáticas de duplo efeito com abertura e fechamento não instantâneos.

Após as simulações realizadas verificou-se que os resultados obtidos pelas ventosas de abertura e fechamento instantâneos foram mais efetivos em comparação com os resultados obtidos pelas ventosas com abertura e fechamento não instantâneos. Entretanto os resultados obtidos com a utilização de ventosas com abertura e fechamento não instantâneos são perfeitamente aceitáveis para solucionar o problema hidráulico proposto.

A principal razão desta diferença deve-se ao fato de que as ventosas automáticas de duplo efeito com abertura e fechamento não instantâneos a área do orifício da ventosa varia linearmente de um intervalo de tempo para outro.

O que se verificou também é que tanto o tanque de alimentação unidirecional quanto a chaminé de equilíbrio, devido à ausência de ar na sua modelagem e possuírem dimensões de orifícios bem maiores, apresentaram uma maior eficiência quando comparado com as ventosas trabalhando em conjunto.

Do ponto de vista econômico, as válvulas ventosas representam uma solução hidráulica satisfatória, pois, são equipamentos de fácil instalação e manutenção, além do fato de serem bem mais compensadores do ponto de vista econômico.

A grande dificuldade na realização deste trabalho deve-se ao fato de que a literatura a respeito do estudo das ventosas é bem escassa, principalmente em relação a trabalho publicados. A principal sugestão seria a pesquisa e a publicação de novos trabalhos relacionados às ventosas e sua importância como mecanismo de alívio do golpe de aríete.

Outra sugestão seria o estudo da modelagem computacional das ventosas automáticas de fechamento lento, que pelo fato de trabalharem com água tem a sua modelagem um pouco menos complexa.

6 REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- [1] ALMEIDA, A. B. **Regimes Hidráulicos Transitórios em Conduitos Elevatórios**. Tese de Doutorado, IST, Lisboa, 1981.
- [2] BARBOSA, Marcos P. R. **Modelagem Computacional de Chaminé de Equilíbrio e Tanques de Alimentação Unidirecional como mecanismo de alívio do Golpe de Aríete em Adutoras**. Dissertação de Mestrado, DEHA/UFC, 2006.
- [3] BOYCE, William E., DIPRIMA Richard C.. **Equações Diferenciais Elementares e Problemas de Valores de Contorno**. LTC Editora, 7ª edição, 2002, 416p.
- [4] CHAUDRY, M. Hanif. **Applied Hydraulic Transients**. Van Nostrand Reinhold Company, New York, 28ª edição, 1979.
- [5] HALLWELL, A. R. **Velocity of Waterhammer Wave in an Elastic Pipe**. *Journal Hydraulics Div.*, Amer. Soc. Civil Engrs., Volume 189, Número HY4, July 1963, pp 1-21.
- [6] KOELLE, E. **Transientes Hidráulicos em Instalações de Conduitos Forçados**. Tese de Livre Docência, EPUSP, São Paulo, 1983.
- [7] KREYSZIG, E., **Advanced Engineering Mathematics**, 9ª edição, Wiley, 2005.
- [8] LESSA, R. C. **Transientes Hidráulicos em Sistemas Complexos de Adução de Água**. Dissertação de Mestrado, ESSC/USP, 1984.
- [9] LESSA, R. C. **Análise do Funcionamento de Acessórios durante a ocorrência de Transitórios Hidráulicos**. Tese de Doutorado, ESSC/USP, 1990.
- [10] LESSA, R. C., RIGHETTO, A. M. **Influência das Ventosas nos Transientes Hidráulicos**. 12º Congresso Brasileiro de Engenharia Sanitária e Ambiental, 1983, Camburiú, S. C. ABES, pp. 50-65.
- [11] MACINTYRE, Archibald J. **Bombas e Instalações de Bombeamento**. Rio de Janeiro, Editora Guanabara, 28ª edição, 1987, 781p.

- [12] MARTIN, C. Samuel. **Representação de Características de Máquinas Hidráulica**. Intercâmbio Internacional sobre Transientes Hidráulicos e Cavitação, CTH/EPUSP, São Paulo, 1982.
- [13] NEIVA, Rodrigo Magalhães Santos. Modelagem Computacional do Golpe de Aríete em Adutoras. Dissertação de mestrado, DEHA – UFC, 2000.
- [14] NETTO, Azevedo & FERNANDEZ, Miguel & ARAUJO, Roberto & ITO, Acácio Ejil. **Manual de Hidráulica**. São Paulo, Editora Edgard Blucher LTDA, 1998, 8ª edição, 669p.
- [15] PEROBA JUNIOR, Fernando. **Modelagem computacional de ventosas automáticas de duplo efeito como mecanismo de alívio do Golpe de Aríete**. Dissertação de Mestrado, DEHA/UFC, 2007.
- [16] PERRY, Greg M. **Aprenda em 21 dias Visual Basic 6**. Rio de Janeiro, Editora Campus, 1999, 5ª edição, 844p.
- [17] PETROUTSOS, Evangelos. **Dominando o Visual Basic 6 – A Bíblia**. São Paulo, Editora Makron Books, 1999, 1126p.
- [18] PORTO, Rodrigo de Melo. **Hidráulica Básica**. São Paulo, EESC/USP, 18ª edição, 1988, 540p.
- [19] POTTER, Merle C., WIGGERT, David C. **Mecânica dos Fluidos**. São Paulo, Editora Thomson, 2004, 688p.
- [20] RIGHETTO, Antonio Marozzi. **Considerações sobre o Golpe de Aríete em Instalações Hidráulicas**. Dissertação de Mestrado. EESC/USP, 1972.
- [21] SILVESTRE, Paschoal. **Hidráulica Geral**. Rio de Janeiro, Livros Técnicos e Científicos editora S.A., 48ª edição, 1978, 177p.
- [22] STREETER, V. L., WYLIE, E. B. **Fluid Transients**. MacGrawHill Editora, 1978.
- [23] STREETER, V. L., WYLIE, E. B. **Mecânica dos Fluidos**. MacGrawHill do Brasil, 1982, 585p.
- [24] STREETER, V. L., WYLIE, E. B. **Hydraulic Transients**. MacGrawHill Book Co., New York, 1967.

[25] TULLIS, J. P., STREETER, V. L. WYLIE, E. B. ***Waterhammer Analysis with air release***. Proceeding of the second international conference on pressure surges, BHRA, London, UK (1976), pp. 35-47.

[26] VIANNA, Marcos R. ***Hidráulica Básica Aplicada aos Sistemas de Abastecimento de Água***. Vol. 1, Belo Horizonte, Instituto de Engenharia Aplicada Editora, 1995, 300p.

ANEXO A – EQUAÇÕES DO TRANSIENTE HIDRÁULICO

Equação da continuidade

Para derivar a equação da continuidade temos que aplicar a lei da conservação da massa. Considera-se o escoamento de um fluido compressível em conduto de parede elástica e um volume de controle correspondente a um pequeno trecho com definido pela figura A.1.

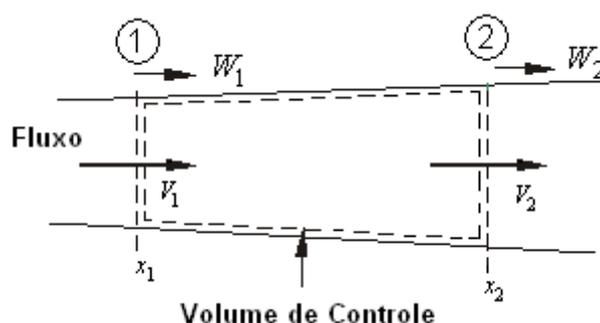


FIGURA A.1 – Volume de controle para a equação da continuidade

Seja as velocidades, em relação às coordenadas axiais, das seções 1 e 2, devido a contração e a expansão W_1 e W_2 , respectivamente. Deve-se considerar que o escoamento é unidirecional e a pressão é uniforme na seção final do volume de controle. A velocidade radial devido à expansão e a contração podem ser desprezadas. A distância x , a velocidade do escoamento V e a vazão Q serão considerados positivos na direção de jusante.

Para o volume de controle mostrado na figura A.1 como a variação da massa é nula, ou seja, $dM_{sis}/dt=0$, tem-se que:

$$\frac{d}{dt} \int_{x_1}^{x_2} \rho A dx + \rho_2 A_2 (V_2 - W_2) - \rho_1 A_1 (V_1 - W_1) = 0 \quad (\text{A.1})$$

Devido a Regra de Leibnitz:

$$\frac{d}{dt} \int_{x_1}^{x_2} \rho A dx = \int_{x_1}^{x_2} \frac{\partial}{\partial t} (\rho A) dx + \rho_2 A_2 \frac{dx_2}{dt} - \rho_1 A_1 \frac{dx_1}{dt} \quad (\text{A.2})$$

e como: $dx_2/dt=W_2$ e $dx_1/dt=W_1$, então a equação A.2 fica:

$$\frac{d}{dt} \int_{x_1}^{x_2} \rho A dx = \int_{x_1}^{x_2} \frac{\partial}{\partial t} (\rho A) dx + \rho_2 A_2 W_2 - \rho_1 A_1 W_1 \quad (\text{A.3})$$

Substituindo a equação A.3 na equação A.1 e, logo em seguida simplificando obtêm-se:

$$\int_{x_1}^{x_2} \frac{\partial}{\partial t} (\rho A) dx + (\rho AV)_2 - (\rho AV)_1 = 0 \quad (\text{A.4})$$

Utilizando o teorema do valor médio para integrais, na integral da equação A.4, tem-se:

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho A) \Delta x + (\rho AV)_2 - (\rho AV)_1 = 0 \quad (\text{A.5})$$

onde $\Delta x = x_2 - x_1$. Dividindo os termos por Δx :

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho A) + \frac{(\rho VA)_2 - (\rho VA)_1}{\Delta x} = 0 \quad (\text{A.6})$$

Agora se faz $\Delta x \rightarrow 0$ e aplica-se o limite, resultando na equação logo abaixo:

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho A) + \frac{\partial}{\partial x} (\rho AV) = 0 \quad (\text{A.7})$$

Expandindo os termos entre parênteses da equação A.7, obtém-se:

$$A \frac{\partial \rho}{\partial t} + \rho \frac{\partial A}{\partial t} + \rho A \frac{\partial V}{\partial x} + \rho V \frac{\partial A}{\partial x} + AV \frac{\partial \rho}{\partial x} = 0 \quad (\text{A.8})$$

ou

$$A \left(\frac{\partial \rho}{\partial t} + V \frac{\partial \rho}{\partial x} \right) + \rho \left(\frac{\partial A}{\partial t} + V \frac{\partial A}{\partial x} \right) + \rho A \frac{\partial V}{\partial x} = 0 \quad (\text{A.9})$$

Usando a expressão para derivada total, nos termos entre parênteses da integral A.9, e dividindo os termos por ρA tem-se:

$$\frac{1}{\rho} \frac{d\rho}{dt} + \frac{1}{A} \frac{dA}{dt} + \frac{\partial V}{\partial x} = 0 \quad (\text{A.10})$$

Para escrever essa equação em termos de p e V , se expressa às derivadas de ρ e A em termos de p e V .

Considerando K como o módulo de elasticidade volumétrica do fluido, definido por:

$$K = \frac{dp}{d\rho/\rho} \quad (\text{A.11})$$

Pode-se escrever a equação A.11 como:

$$\frac{d\rho}{dt} = \frac{\rho}{K} \frac{dp}{dt} \quad (\text{A.12})$$

Para um conduto circular de raio r e área de seção transversal A :

$$\frac{dA}{dt} = 2\pi r \frac{dr}{dt} \quad (\text{A.13})$$

ou, reescrevendo a equação A.13:

$$\frac{dA}{dt} = 2\pi r^2 \frac{1}{r} \frac{dr}{dt} \quad (\text{A.14})$$

mas como:

$$\frac{1}{r} \frac{dr}{dt} = \frac{1}{D} \frac{dD}{dt} = \frac{d\varepsilon}{dt} \quad (\text{A.15})$$

Chama-se ε de deformação circunferencial e assume-se que as paredes do conduto seguem um modelo elástico linear, ou seja, as tensões são proporcionais aos deslocamentos, então:

$$\frac{1}{A} \frac{dA}{dt} = 2 \frac{d\varepsilon}{dt} \quad (\text{A.16})$$

Considerando as seguintes tensões, na figura A2:

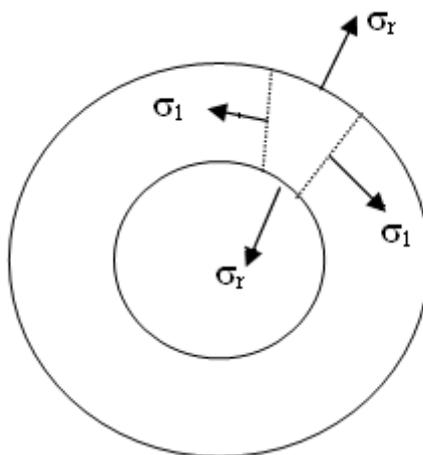


FIGURA A.2 – Tensões em um elemento de tubo

As tensões σ_1 e σ_r são as tensões circunferencial e radial, respectivamente, e E é o módulo de elasticidade do material do tubo, então, tem-se:

$$\varepsilon = \frac{\sigma_1 - \nu \sigma_r}{E} \quad (\text{A.17})$$

onde ν é o coeficiente de Poisson.

Considerando o caso em que o conduto tem juntas de dilatação, ou seja $\sigma_r = 0$. Nesse caso:

$$\varepsilon = \frac{\sigma_1}{E} \quad (\text{A.18})$$

A tensão circunferencial é dada por:

$$\sigma_1 = \frac{pD}{2e} \quad (\text{A.19})$$

onde p é a pressão interna, e é a espessura da parede do tubo e D é o diâmetro do tubo.

Derivando em relação ao tempo a equação A.19, obtêm-se:

$$\frac{d\sigma_1}{dt} = \frac{p}{2e} \frac{dD}{dt} + \frac{D}{2e} \frac{dp}{dt} \quad (\text{A.20})$$

Pode-se, com base na equação A.18, reescrever a equação A.20 da seguinte forma:

$$E \frac{d\varepsilon}{dt} = \frac{p}{2e} \frac{dD}{dt} + \frac{D}{2e} \frac{dp}{dt} \quad (\text{A.21})$$

Usando a equação A.15, pode-se reescrever a equação A.20, como:

$$E \frac{d\varepsilon}{dt} = \frac{pD}{2e} \frac{d\varepsilon}{dt} + \frac{D}{2e} \frac{dp}{dt} \quad (\text{A.22})$$

que simplificada fica:

$$\frac{d\varepsilon}{dt} = \frac{\frac{D}{2e} \frac{dp}{dt}}{E - \frac{pD}{2e}} \quad (\text{A.23})$$

Segue das equações A.16 e A.23 que:

$$\frac{1}{A} \frac{dA}{dt} = \frac{\frac{D}{2e} \frac{dp}{dt}}{E - \frac{pD}{2e}} \quad (\text{A.24})$$

Logo substituindo as equações A.12 e A.24 na equação A.10 e simplificando o resultado tem-se a equação:

$$\frac{\partial V}{\partial x} + \left(\frac{1}{K} + \frac{1}{\frac{eE}{D} - \frac{p}{2}} \right) \frac{dp}{dt} = 0 \quad (\text{A.25})$$

Já que $p/2 \ll eE/D$, deve-se desprezar o termo $p/2$ e reescrever a equação A.25.

$$\frac{\partial V}{\partial x} + \frac{1}{K} \left(1 + \frac{1}{\frac{eE}{DK}} \right) \frac{dp}{dt} = 0 \quad (\text{A.26})$$

Defini-se:

$$a^2 = \frac{\frac{K}{\rho}}{1 + \frac{DK}{eE}} \quad (\text{A.27})$$

Substituindo a equação A.27 na equação A.26, obtem-se:

$$\frac{\partial V}{\partial x} + \frac{1}{\rho a^2} \frac{dp}{dt} = 0 \quad (\text{A.28})$$

Agora desenvolvendo o diferencial total da equação A.28 obtem-se a equação da continuidade.

$$\frac{\partial p}{\partial t} + V \frac{\partial p}{\partial x} + \rho a^2 \frac{\partial V}{\partial x} = 0 \quad (\text{A.29})$$

Equação da Quantidade de Movimento

De acordo com a segunda lei de Newton, o somatório das massas de um sistema é igual à variação da quantidade de movimento em relação ao tempo, ou seja:

$$\frac{dM_{sis}}{dt} = \sum F \quad (A.30)$$

que desenvolvida fica:

$$\frac{d}{dt} \int_{v.c.} V \rho dV + [\rho A(V-W)V]_2 - [\rho A(V-W)V]_1 = \sum F \quad (A.31)$$

Aplicando a regra de Leibnitz no primeiro termo do lado esquerdo da equação A.31 e como $dx_1/dt=W_1$ e $dx_2/dt=W_2$, teremos:

$$\begin{aligned} & \int_{x_1}^{x_2} \frac{\partial}{\partial t} (\rho AV) dx + (\rho AV)_2 W_2 - (\rho AV)_1 W_1 + \\ & + [\rho A(V-W)V]_2 - [\rho A(V-W)V]_1 = \sum F \end{aligned} \quad (A.32)$$

Simplificando essa equação, aplicando o teorema do valor médio para integrais no primeiro termo, e dividindo a equação por Δx tem-se:

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho AV) + \frac{(\rho AV^2)_2 - (\rho AV^2)_1}{\Delta x} = \frac{\sum F}{\Delta x} \quad (A.33)$$

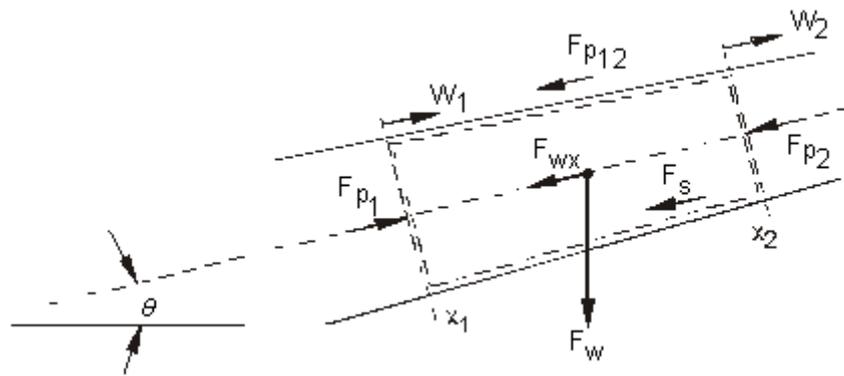


FIGURA A.3 – Distribuição das forças num volume de controle

De acordo com a figura A.3 as forças atuando no volume de controle são:

Força de pressão na seção 1, $F_{p1} = p_1 A_1$.

Força de pressão na seção 2, $F_{p2} = p_2 A_2$.

Força de alargamento ou contração: $F_{p12} = \frac{1}{2}(p_1 + p_2)(A_1 - A_2)$

Componente da força peso, $F_{wx} = \rho g A (x_2 - x_1) \text{sen} \theta$.

Força devido ao atrito nas paredes do tubo, $F_s = \tau_0 \pi D (x_2 - x_1)$.

Logo, considera-se o escoamento à jusante como sendo o sentido positivo, então, segue que:

$$\sum F = p_1 A_1 - p_2 A_2 - \frac{1}{2}(p_1 + p_2)(A_1 - A_2) - \rho g A (x_2 - x_1) \text{sen} \theta - \tau_0 \pi D (x_2 - x_1) \quad (\text{A.34})$$

ou

$$\sum F = \frac{1}{2}(p_1 - p_2)(A_1 + A_2) - \rho g A (x_2 - x_1) \text{sen} \theta - \tau_0 \pi D (x_2 - x_1) \quad (\text{A.35})$$

Dividindo a equação A.35 por $\Delta x = x_2 - x_1$ têm-se:

$$\frac{\sum F}{\Delta x} = \frac{(p_1 - p_2)(A_1 + A_2)}{2\Delta x} - \rho g A \sin\theta - \tau_0 \pi D \quad (\text{A.36})$$

Substituindo a equação A.36 na equação A.33 têm-se:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t}(\rho AV) + \frac{(\rho AV^2)_2 - (\rho AV^2)_1}{\Delta x} = \\ \frac{(p_1 - p_2)(A_1 + A_2)}{2\Delta x} - \rho g A \sin\theta - \tau_0 \pi D \end{aligned} \quad (\text{A.37})$$

e fazendo $\Delta x \rightarrow 0$ então, no limite teremos:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho AV) + \frac{\partial}{\partial x}(\rho AV^2) + A \frac{\partial p}{\partial x} + \rho g A \sin\theta + \tau_0 \pi D = 0 \quad (\text{A.38})$$

Sabendo que a tensão de cisalhamento acarreta uma perda de carga, tem-se para a tensão de cisalhamento média, levando-se em consideração o sentido da velocidade:

$$\tau_0 = \rho f \frac{V|V|}{8} \quad (\text{A.39})$$

onde f é o coeficiente de atrito de Darcy-Weisbach.

Substituem-se a equação A.39 na equação A.38 e desenvolvendo os termos entre parênteses, obtem-se:

$$\begin{aligned} V \frac{\partial}{\partial t}(\rho A) + \rho A \frac{\partial V}{\partial t} + V \frac{\partial}{\partial x}(\rho AV) + \rho AV \frac{\partial V}{\partial x} + \\ + A \frac{\partial p}{\partial x} + \rho g A \sin\theta + \frac{\rho A f V |V|}{2D} = 0 \end{aligned} \quad (\text{A.40})$$

Reordenando os termos, tem-se:

$$V \left[\frac{\partial}{\partial t}(\rho A) + \frac{\partial}{\partial x}(\rho AV) \right] + \rho A \frac{\partial V}{\partial t} + \rho AV \frac{\partial V}{\partial x} + A \frac{\partial p}{\partial x} + \rho g A \sin \theta + \frac{\rho A f V |V|}{2D} = 0 \quad (\text{A.41})$$

De acordo com a equação A.7 a soma dos termos entre colchetes da equação A.41 é zero. Então a equação resultante é:

$$\rho A \frac{\partial V}{\partial t} + \rho AV \frac{\partial V}{\partial x} + A \frac{\partial p}{\partial x} + \rho g A \sin \theta + \frac{\rho A f V |V|}{2D} = 0 \quad (\text{A.42})$$

Dividindo a equação A.42 por ρA , obtêm a equação da quantidade de movimento:

$$\frac{\partial V}{\partial t} + V \frac{\partial V}{\partial x} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + g \sin \theta + \frac{f V |V|}{2D} = 0 \quad (\text{A.43})$$

Formas Alternativas

Na maioria das aplicações de engenharia os termos $V(\partial p/\partial x)$ e $V(\partial V/\partial x)$ são muito pequenos em comparados aos outros termos. Semelhantemente, o ângulo de inclinação θ é muito pequeno e pode ser negligenciado, portanto, as equações A.29 e A.43 podem ser escritas, respectivamente, como:

$$\frac{\partial p}{\partial t} + \rho a^2 \frac{\partial V}{\partial x} = 0 \quad (\text{A.44})$$

e

$$\frac{\partial V}{\partial t} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + \frac{f V |V|}{2D} = 0 \quad (\text{A.45})$$

Na prática em engenharia hidráulica as equações A.44 e A.45 podem ser escritas em função da carga piezométrica, H , e da vazão, Q . A pressão p e a vazão Q podem ser escritas como

$$p = \rho g (H - z) \quad (\text{A.46})$$

e

$$Q = VA \quad (\text{A.47})$$

onde z é a cota da tubulação.

Considera-se que o fluido é levemente compressível e que as paredes do conduto são levemente deformadas. Porém como as variações da massa específica ρ e da área A , devido à variação da pressão interna, são pequenas, então, em termos de simplificação pode-se desprezá-las.

Derivando a equação A.46 em função do tempo e da distância, respectivamente, e como para um tubo horizontal $dz/dx=0$, obtém:

$$\frac{\partial p}{\partial t} = \rho g \frac{\partial H}{\partial t} \quad (\text{A.48})$$

$$\frac{\partial p}{\partial x} = \rho g \frac{\partial H}{\partial x} \quad (\text{A.49})$$

Analogamente fazendo o mesmo procedimento com a equação A.47 obtém-se:

$$\frac{\partial V}{\partial t} = \frac{1}{A} \frac{\partial Q}{\partial t} \quad (\text{A.50})$$

$$\frac{\partial V}{\partial x} = \frac{1}{A} \frac{\partial Q}{\partial x} \quad (\text{A.51})$$

Substituindo as equações A.48 e A.51 na equação A.44, obtém-se a *equação da continuidade* válida para qualquer regime de escoamento:

$$\frac{\partial H}{\partial t} + \frac{a^2}{gA} \frac{\partial Q}{\partial x} = 0 \quad (\text{A.52})$$

Agora faremos a substituição das equações A.49 e A.50 na equação A.45 e como $V = Q/A$, então, obtém a *equação da quantidade de movimento*:

$$\frac{\partial Q}{\partial t} + gA \frac{\partial H}{\partial x} + \frac{fQ|Q|}{2DA} = 0 \quad (\text{A.53})$$

VÁLVULA VENTOSA MODELO D-010

La válvula D-010 es una válvula ventosa de doble efecto cuyo diseño dinámico permite la descarga de aire a alta velocidad a la vez que es capaz de eliminar el aire de las tuberías con flujo de agua bajo presión. Esta válvula es la combinación de la válvula de efecto automático S-010 y la válvula de efecto cinético K-010. Las dos válvulas disponen de flotadores esféricos recubiertos de caucho que garantizan el sellado a bajas presiones.

Su estructura metálica asegura la protección al vandalismo.

Los modelos disponibles son:

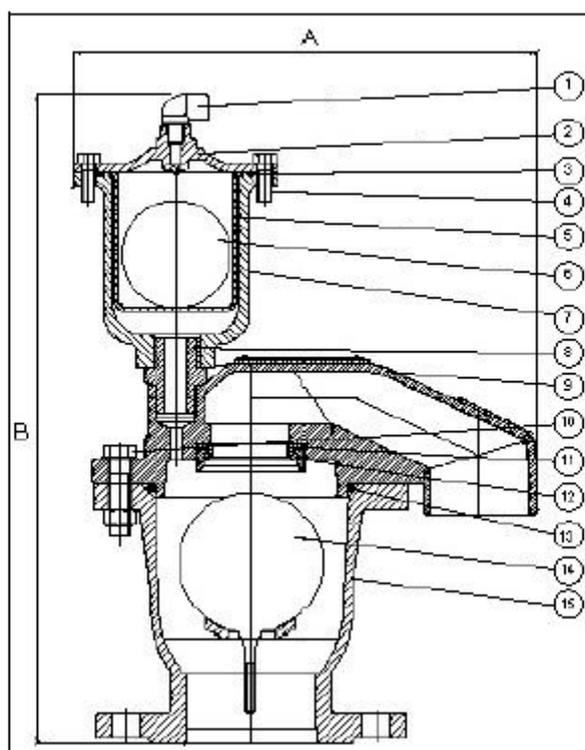


MODELO	DESCRIPCIÓN	PRESIÓN	TAMAÑOS DISPONIBLES
D-010	Combinación S-010 + K-010	PN-16	2" RM, 2" 3" 4" 6" 8" B

Características principales

- Presión de trabajo: de 0.2-16 bar (3-230 psi)
- Trabaja a una presión diferencial de 0.8 bars, evitando el cerrado prematuro.
- Cuerpo estándar de fundición metálica recubierto con poliéster curado al horno resistente a la corrosión.
- La salida de drenaje permite eliminar los fluidos innecesarios.
- Mecanismo de autolimpieza
- El flotador esférico revestido de caucho suave asegura un sellado totalmente hermético y no gotea a bajas presiones.
- La cesta de la válvula evita el contacto entre flotador y la estructura fundida, permitiendo un funcionamiento uniforme y eficiente.
- Reduce en gran medida la obturación debido a materias foráneas.
- La conexión de la válvula combinada es de brida disponible en estandar BS/ISO/ANSI. Para el modelo de 2" hay la opción de rosca BSPT/NPT
- Pequeñas dimensiones y estructura simple y confiable.

Especificación de componentes



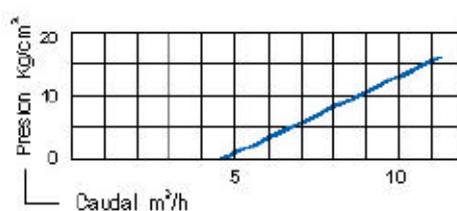
Núm	Nombre	Materiales
1	Codo de drenaje	Latón
2	Tapa con orificio	Latón ASTM B-124
3	Junta tórica	BUNA-N
4	Tornillo y tuerca	Acero cromado
5	Cesta	Polipropileno
6	Flotador	Policarbonato bañado en hule
7	Cuerpo	<ul style="list-style-type: none"> Fundición de hierro ASTM A-48 CL.35B Hierro nodular ASTM A-536 60-40-18
8	Adaptador macho	Latón ASTM B-124
9	Tapa	<ul style="list-style-type: none"> Fundición de hierro ASTM A-48 CL.35B Hierro nodular ASTM A-536 60-40-18
10	Tornillo y tuerca	Acero cromado
11	Asiento orificio	Bronce ASTM B-62 B271 C83600
12	Junta orificio	<ul style="list-style-type: none"> E.P.D.M
13	Junta tórica	BUNA-N
14	Flotador	<ul style="list-style-type: none"> 2"-4" Policarbonato 6"-8" Acero inoxidable
15	Cuerpo	<ul style="list-style-type: none"> Fundición de hierro ASTM A-48 CL.35B Hierro nodular ASTM A-536 60-40-18
•	Cesta	2" Polipropileno
•	Tapa protectora	6"-8" Fundición de hierro ASTM A-48 CL.35B Hierro nodular ASTM A-536 60-40-18

Dimensiones y peso

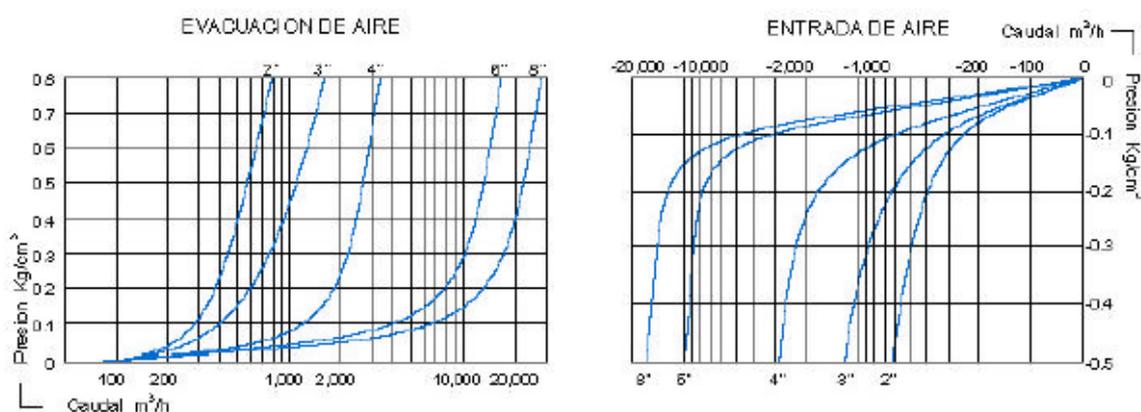
	2" rosca	2" brida	3"	4"	6"	8"
Dimensión A (mm)	167	167	298	352	553	553
Dimensión B (mm)	393	398	415	425	640	640
Peso (Kg)	12.4	14.9	21.0	29.2	81.0	88.5
Orificio de salida (mm ²) Automático	1	1	1	1	1	1
Orificio de salida (mm ²) Cinético	794	794	1809	3317	17662	17662
Conexión de escape	Rosca	1.5 BSP	63.5	80.0	124.0	124.0
Interno (mm ²)						
Conexión de escape	-	-	74.6	96.0	140.0	140
Externo (mm ²)						

Capacidad de entrada y salida de aire

Capacidad de salida de aire, ventosa automática



Capacidad de entrada y salida de aire, ventosa cinética



VÁLVULA VENTOSA MODELO D-012 D-014

Las válvulas D-012 y D-014 son válvulas ventosa de doble efecto cuyo diseño dinámico permite la descarga de aire a alta velocidad a la vez que es capaz de eliminar el aire de las tuberías con flujo de agua bajo altas y bajas presiones. Estas válvulas resultan de la combinación de las válvulas de efecto automático S-012 S-014 y las válvulas de efecto cinético K-012 K-014. Las dos válvulas disponen de flotadores esféricos recubiertos de caucho que garantizan el sellado a bajas presiones.

Su estructura metálica asegura la protección al vandalismo.

Los modelos disponibles son:

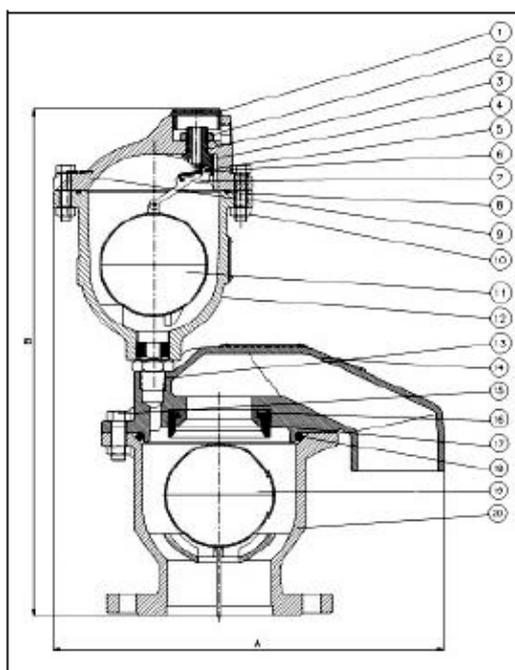


MODELO	DESCRIPCIÓN	PRESIÓN	TAMAÑOS DISPONIBLES
D-012	Combinación S-012 + K-012	PN-25	2" R, 2" 3" 4" 6" 8" B
D-014	Combinación S-014 + K-014	PN-40	2" R, 2" 3" 4" 6" 8" B

Características principales

- Presión de trabajo D-012: de 0.2-25 bar (3-360 psi)
- Presión de trabajo D-014: de 0.2-40 bar (3-570 psi)
- Trabaja a una presión diferencial de 0.8 bar, evitando el cerrado prematuro.
- El diseño dinámico permite la purga de aire a alta velocidad, impidiendo que se cierre prematuramente.
- Purga grandes volúmenes de aire hasta 786 m³/h
- Dispone de goma desplegable de sellado que asegura el cierre hermético.
- Cuerpo estándar de fundición de acero recubierto con poliéster curado al horno resistente a la corrosión.
- La salida de drenaje permite eliminar los fluidos innecesarios.
- Mecanismo de autolimpieza
- El flotador esférico revestido de caucho suave asegura un sellado totalmente hermético y no gotea a bajas presiones.
- La cesta de la válvula evita el contacto entre flotador y la estructura fundida, permitiendo un funcionamiento uniforme y eficiente.
- Reduce en gran medida la obturación debido a materias foráneas.
- La conexión de la válvula combinada es de brida disponible en estándar BS/ISO/ANSI.
- Pequeñas dimensiones y estructura simple y confiable.

Especificación de componentes



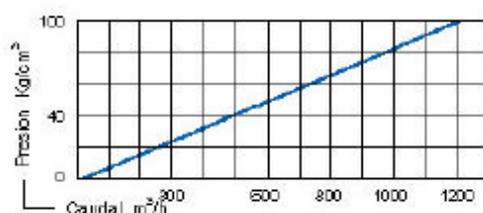
Núm	Nombre	Materiales
1	Tapa de plástico	Polipropileno
2	Tuerca	Latón ASTM B-124
3	Junta tórica	BUNA-N
4	Orificio	Acetal
5	Eje	Acero inoxidable SAE 303
6	Tira de goma replegable	E.P.D.M
7	Brazo de palanca	Acetal
8	Junta tórica	BUNA-N
9	Tapa	<ul style="list-style-type: none"> • PN 25 Hierro nodular ASTM A-536 60-40-18 • PN 40 Fundición de acero ASTM A-216 WCB
10	Tornillo y tuerca	Acero cromado
11	Flotador	Acero inoxidable SAE 304
12	Cuerpo	<ul style="list-style-type: none"> • PN 25 Hierro nodular ASTM A-536 60-40-18 • PN 40 Fundición de acero ASTM A-216 WCB
13	Adaptador	Latón ASTM B-124
14	Tapa	Acero DIN-ST—37
15	Tornillo y tuerca	Acero cromado
16	Asiento orificio	Bronce ASTM B-62 B-271 C-83600
17	Junta orificio	E.P.D.M
18	Junta tórica	BUNA-N
19	Flotador	<ul style="list-style-type: none"> • 2"-4" Policarbonato • 6"-8" Acero inoxidable SAE304L
20	Cuerpo	<ul style="list-style-type: none"> • PN 25 Hierro nodular ASTM A-536 60-40-18 • PN 40 Fundición de acero ASTM A-216 WCB
•	Cesta	2" Polipropileno
•	Tapa protectora	6"-8" Aluminio AL-356

Dimensiones y peso

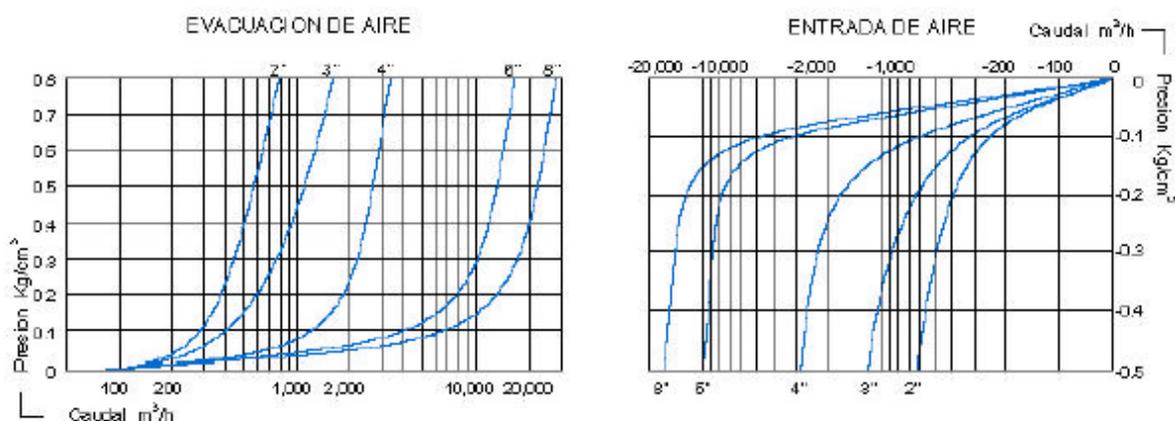
	2" brida	3"	4"	6"	8"
Dimensión A (mm)	330	331	384	576	576
Dimensión B (mm)	454	504	514	729	729
Peso (Kg) PN 25	30	30	39	89	97
Peso (Kg) PN 40	32	46	61	105	110
Orificio de salida (mm ²) Automático	15	15	15	15	15
Orificio de salida (mm ²) Cinético	794	1809	3317	17662	17662

Capacidad de entrada y salida de aire

Capacidad de salida de aire, ventosa automática



Capacidad de entrada y salida de aire, ventosa cinética



VÁLVULA VENTOSA BARAK, MODELOS D-040-P D-040-B

La válvula Barak es una válvula ventosa de doble efecto cuyo diseño dinámico permite la descarga de aire a alta velocidad a la vez que es capaz de eliminar el aire de las tuberías con flujo de agua bajo presión. Su diseño, patentado por A.R.I., se basa en una goma desplegable de sellado que asegura el cierre hermético.

El cuerpo de plástico robusto y todas las piezas operativas han sido fabricadas con materiales especialmente elegidos por su resistencia a la corrosión.



Los modelos disponible son:

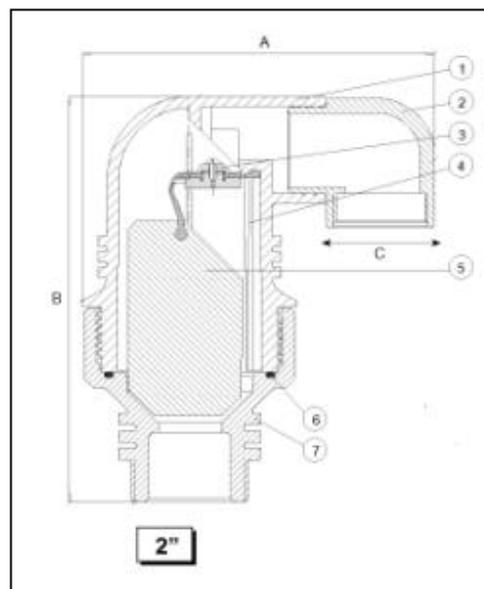
MODELO	DESCRIPCIÓN	PRESIÓN	TAMAÑOS DISPONIBLES
D-040-P	Barak base de plástico	PN-16	2" RM
D-040-B	Barak base de Bronce	PN-16	2" RM

Características principales

- Presión de trabajo: de 0.2-16 bar (3-230 psi)
- Trabaja a una presión diferencial de 0.8 bars, evitando el cerrado prematuro.
- Unión de rosca BSPT/NPT
- De peso liviano, pequeñas dimensiones y estructura simple y confiable.
- Cuerpo estandar de plástico robusto resistente a la corrosión.
- La salida de drenaje permite eliminar los fluidos innecesarios.
- Mecanismo de autolimpieza
- Totalmente hermética y no gotea a bajas presiones.
- Purga grandes volúmenes de aire hasta 160 m³/h
- Reduce en gran medida la obturación debido a materias foráneas.

Especificación de componentes

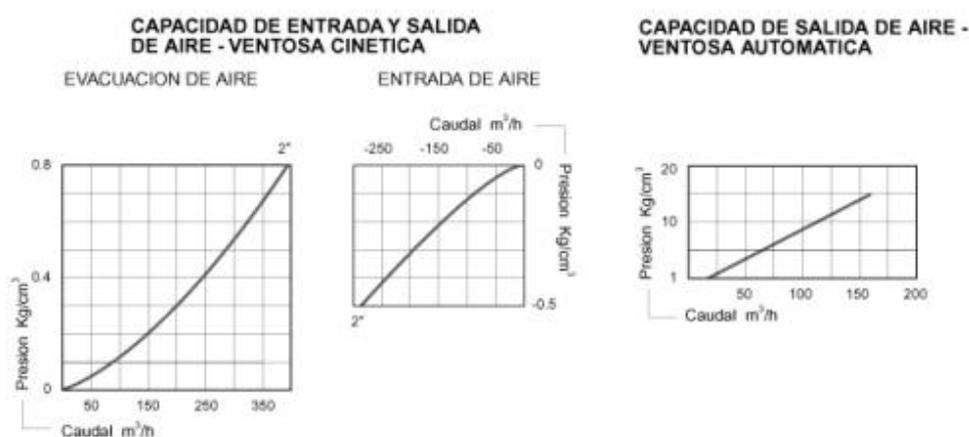
Núm	Nombre	Materiales
1	Cuerpo	Nylon reforzado
2	Codo de drenaje	Polipropileno
3	Junta completa	
4	Guía	Nylon reforzado
5	Flotador	Polipropileno expandido
6	Junta tórica	BUNA-N
7	Base	Nylon reforzado o Latón ASTM B124



Dimensiones y peso

Barak 2"	D-040-P	D-040-B
Dimensión A (mm)	180	180
Dimensión B (mm)	209	209
Conexión de escape	1 ½" BSP	1 ½" BSP
Peso (Kg)	1.1	2.2
Orificio de salida (mm ²) Automático	12	12
Orificio de salida (mm ²) Dinámico	804	804

Capacidad de entrada y salida de aire



VÁLVULA VENTOSA MINIBARAK, MODELOS D-040-P D-040-B

La válvula Minibarak es una válvula ventosa de doble efecto cuyo diseño dinámico permite la descarga de aire a alta velocidad a la vez que es capaz de eliminar el aire de las tuberías con flujo de agua bajo presión. Su diseño, patentado por A.R.I., se basa en una goma desplegable de sellado que asegura el cierre hermético.

El cuerpo de plástico robusto y todas las piezas operativas han sido fabricadas con materiales especialmente elegidos por su resistencia a la corrosión.



Los modelos disponible son:

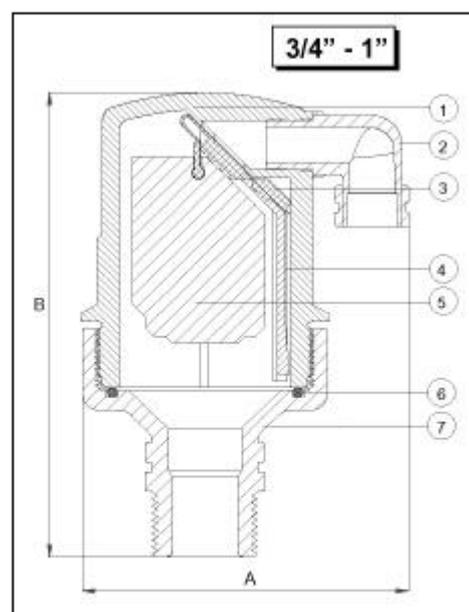
MODELO	DESCRIPCIÓN	PRESIÓN	TAMAÑOS DISPONIBLES
D-040-P	Barak base de plástico	PN-10	3/4" y 1" RM
D-040-B	Barak base de Bronce	PN-10	3/4" y 1" RM

Características principales

- Presión de trabajo: de 0.2-10 bar (3-150 psi)
- Trabaja a una presión diferencial de 0.8 bars, evitando el cerrado prematuro.
- Unión de rosca BSPT/NPT
- De peso liviano, pequeñas dimensiones y estructura simple y confiable.
- Cuerpo estandar de plástico robusto resistente a la corrosión.
- La salida de drenaje permite eliminar los fluidos innecesarios.
- Mecanismo de autolimpieza
- Totalmente hermética y no gotea a bajas presiones.
- Purga grandes volúmenes de aire hasta 140 m³/h
- Reduce en gran medida la obturación debido a materias foráneas.

Especificación de componentes

Núm	Nombre	Materiales
1	Cuerpo	Nylon reforzado
2	Codo de drenaje	Polipropileno
3	Junta completa	
4	Guía	Nylon reforzado
5	Flotador	Polipropileno expandido
6	Junta tórica	BUNA-N
7	Base	Nylon reforzado o Latón ASTM B124

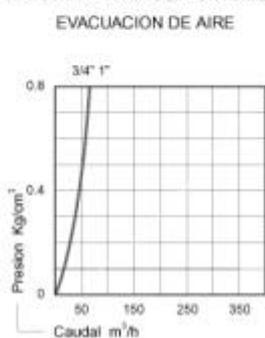


Dimensiones y peso

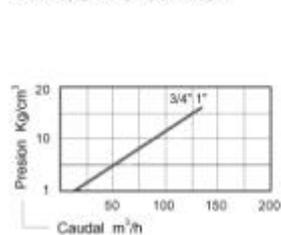
Minibarak 3/4" y 1"	D-040-P	D-040-B
Dimensión A (mm)	100	100
Dimensión B (mm)	140	140
Conexión de escape	3/8" BSP	3/8" BSP
Peso (Kg)	0.33	0.7
Orificio de salida (mm ²) Automático	7.8	7.8
Orificio de salida (mm ²) Dinámico	100	100

Capacidad de entrada y salida de aire

CAPACIDAD DE ENTRADA Y SALIDA DE AIRE - VENTOSA CINÉTICA



CAPACIDAD DE SALIDA DE AIRE - VENTOSA AUTOMÁTICA



VÁLVULA VENTOSA BARAK METÁLICA, MODELO D-040-C

La ventosa D-040-C de doble efecto cuyo diseño dinámico permite la descarga de aire a alta velocidad a la vez que es capaz de eliminar el aire de las tuberías con flujo de agua bajo presión. Su diseño, patentado por A.R.I , se basa en una goma desplegable de sellado que asegura el cierre hermético.

El cuerpo es de fundición metálica como protección de actos vandálicos y todas las piezas operativas han sido fabricadas con materiales especialmente elegidos por su resistencia a la corrosión.



Los modelos disponible son:

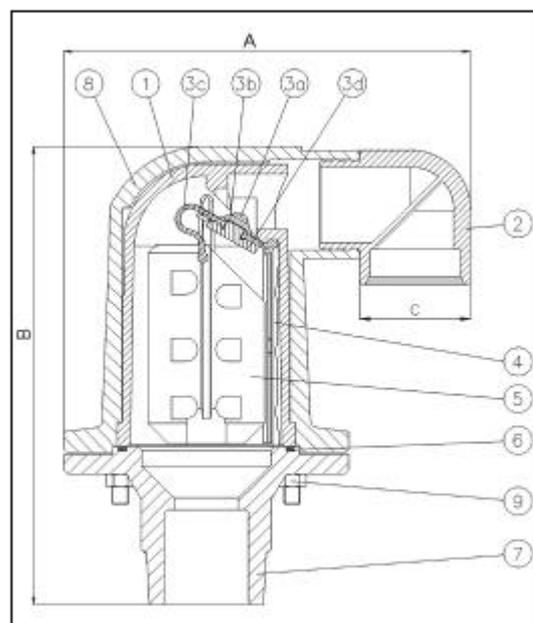
MODELO	DESCRIPCIÓN	PRESIÓN	TAMAÑOS DISPONIBLES
D-040-C	Barak de fundición metálica	PN-16	2" RM

Características principales

- Presión de trabajo: de 0.2-16 bar (3-230 psi)
- Trabaja a una presión diferencial de 0.8 bars, evitando el cerrado prematuro.
- Unión de rosca BSPT/NPT
- De peso liviano, pequeñas dimensiones y estructura simple y confiable.
- Cuerpo estandar de plástico robusto resistente a la corrosión.
- La salida de drenaje permite eliminar los fluidos innecesarios.
- Mecanismo de autolimpieza
- Totalmente hermética y no gotea a bajas presiones.
- Purga grandes volúmenes de aire hasta 160 m³/h
- Reduce en gran medida la obturación debido a materias foráneas.

Especificación de componentes

Núm	Nombre	Materiales
1	Cuerpo	Nylon reforzado
2	Codo de drenaje	Polipropileno
3	Junta completa	
4	Guía	Nylon reforzado
5	Flotador	Polipropileno expandido
6	Junta tórica	BUNA-N
7	Base	Nylon reforzado o Latón ASTM B124



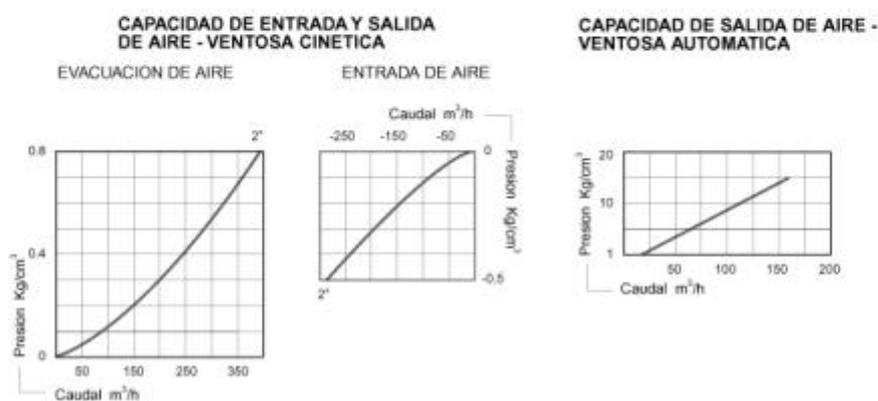
Dimensiones y peso

Barak 2"

D-040-P

Dimensión A (mm)	202.5
Dimensión B (mm)	230.6
Conexión de escape	1 ½" BSP
Peso (Kg)	5.4
Orificio de salida (mm ²) Automático	12
Orificio de salida (mm ²) Dinámico	804

Capacidad de entrada y salida de aire



VÁLVULA VENTOSA SHELEF, MODELO D-050

La válvula Shelef es una válvula ventosa de doble efecto cuyo diseño dinámico permite la descarga de aire a alta velocidad a la vez que es capaz de eliminar el aire de las tuberías con flujo de agua bajo presión. Esta válvula es la combinación de la válvula de efecto automático S-050-B y la válvula de efecto cinético K-010.



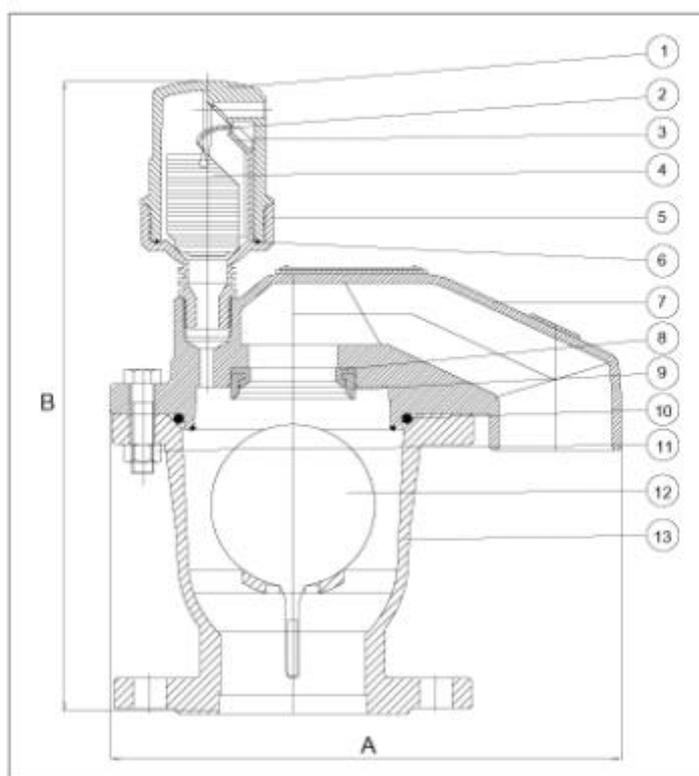
Los modelos disponibles son:

MODELO	DESCRIPCIÓN	PRESIÓN	TAMAÑOS DISPONIBLES
D-050	Combinación S-050-B + K-010	PN-16	2" RM, 2" 3" 4" 6" 8" B

Características principales

- Presión de trabajo: de 0.2-16 bar (3-230 psi)
- Trabaja a una presión diferencial de 0.8 bars, evitando el cerrado prematuro.
- Cuerpo estandar de plástico robusto resistente a la corrosión.
- La salida de drenaje permite eliminar los fluidos innecesarios.
- Mecanismo de autolimpieza
- Totalmente hermética y no gotea a bajas presiones.
- Purga grandes volúmenes de aire hasta 160 m³/h
- Reduce en gran medida la obturación debido a materias foráneas.
- La conexión de la válvula combinada es de brida disponible en estandar BS/ISO/ANSI. La unión de la válvula S-050-B con la K-010 es de rosca BSPT/NPT
- De peso liviano, pequeñas dimensiones y estructura simple y confiable.

Especificación de componentes



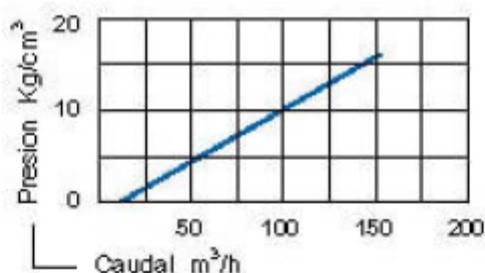
Núm	Nombre	Materiales
1	Cuerpo	Nylon reforzado
2	Tira de goma replegable	Goma E.P.D.M
3	Guia	Nylon reforzado
4	Flotador	Polipropileno expandido
5	Base	Latón ASTM B124
6	Junta tórica	BUNA-N
7	Tapa	PN 16 Fundición hierro ASTM A-48 CL. 35B
8	Asiento orificio	Bronce ASTM B-62 B271 C83600
9	Junta orificio	E.P.D.M.
10	Junta tórica	BUNA-N
11	Tornillo y tuerca	Acero cromado
12	Flotador	<ul style="list-style-type: none"> • 2"-4" Policarbonato • 6" Acero inoxidable
13	Cuerpo	PN 16 Fundición hierro ASTM A-48 CL. 35B
•	Cesta	2" Polipropileno
•	Tapa protectora	6" Fundición hierro ASTM A-48 CL. 35B

Dimensiones y peso

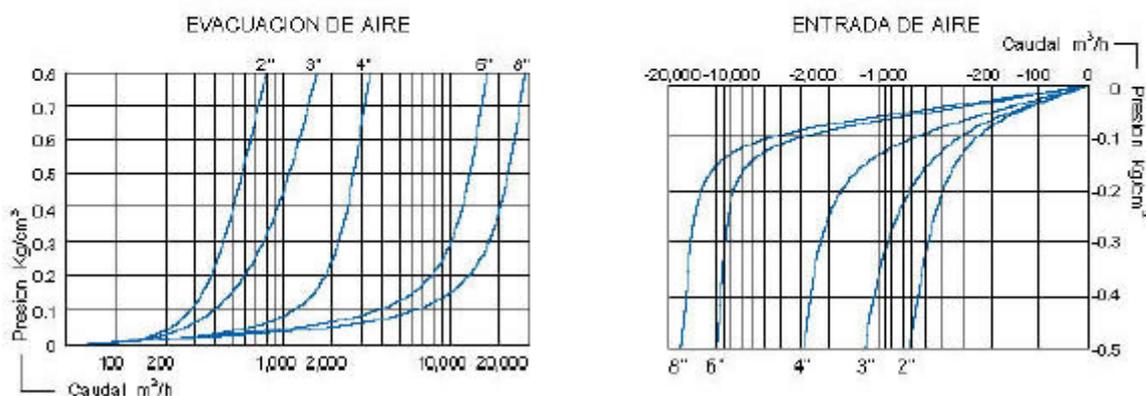
	2" rosca	2" brida	3"	4"	6"	8"
Dimensión A (mm)	173	173	286	342	553	553
Dimensión B (mm)	340	346	368	393	557	564
Peso (Kg)	10.0	13.0	19.3	27.4	79.0	87.0
Orificio de salida (mm ²) Automático	12	12	12	12	12	12
Orificio de salida (mm ²) Cinético	794	794	1809	3317	17662	17662
Conexión de escape Interno (mm ²)	Rosca	1.5 BSP	63.5	80.0	124.0	124.0
Conexión de escape Externo (mm ²)	-	-	74.6	96.0	140.0	140

Capacidad de entrada y salida de aire

Capacidad de salida de aire, ventosa automática



Capacidad de entrada y salida de aire, ventosa cinética



VÁLVULA VENTOSA MODELO D-050-C

La válvula D-050-C es una válvula ventosa de doble efecto cuyo diseño dinámico permite la descarga de aire a alta velocidad a la vez que es capaz de eliminar el aire de las tuberías con flujo de agua bajo presión. Esta válvula es la combinación de la válvula de efecto automático S-050-C y la válvula de efecto cinético K-010.

Su estructura metálica asegura la protección al vandalismo.



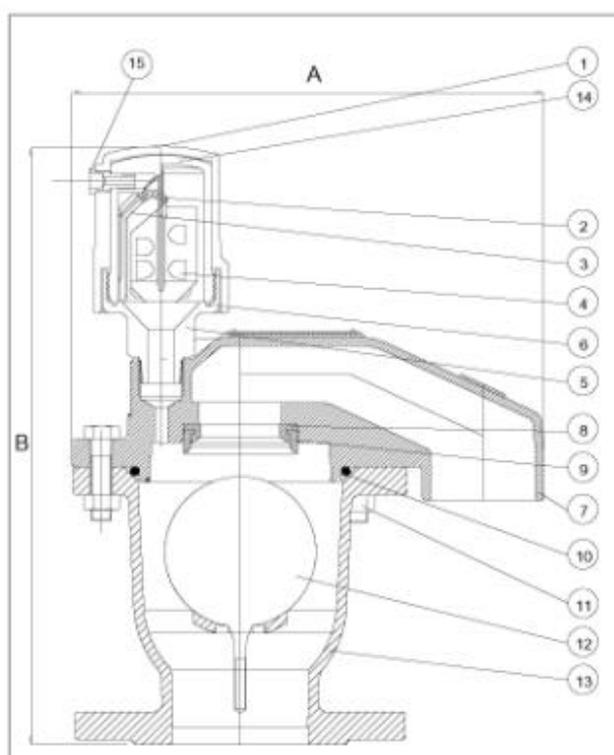
Los modelos disponibles son:

MODELO	DESCRIPCIÓN	PRESIÓN	TAMAÑOS DISPONIBLES
D-050-C	Combinación S-050-C + K-010	PN-16	2" 3" 4" 6" B

Características principales

- Presión de trabajo: de 0.2-16 bar (3-230 psi)
- Trabaja a una presión diferencial de 0.8 bars, evitando el cerrado prematuro.
- Cuerpo estándar de fundición metálica recubierto con poliéster curado al horno resistente a la corrosión.
- La salida de drenaje permite eliminar los fluidos innecesarios.
- Mecanismo de autolimpieza
- Totalmente hermética y no gotea a bajas presiones.
- Purga grandes volúmenes de aire hasta 160 m³/h
- Reduce en gran medida la obturación debido a materias foráneas.
- La conexión de la válvula combinada es de brida disponible en estandar BS/ISO/ANSI. La unión de la válvula S-050-C con la K-010 es de rosca BSPT/NPT
- De peso liviano, pequeñas dimensiones y estructura simple y confiable.

Especificación de componentes



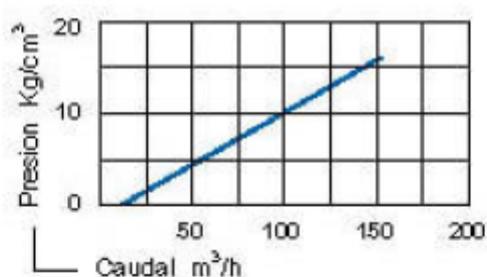
Núm	Nombre	Materiales
1	Cuerpo	Fundición de hierro ASTM A-48 CL.35B
2	Tira de goma replegable	Goma E.P.D.M
3	Guia	Nylon reforzado
4	Flotador	Polipropileno expandido
5	Base	Latón ASTM B-124
6	Junta tórica	BUNA-N
7	Tapa	Fundición hierro ASTM A-48 CL. 35B
8	Asiento orificio	Bronce ASTM B-62 B271 C83600
9	Junta orificio	E.P.D.M.
10	Junta tórica	BUNA-N
11	Tornillo y tuerca	Acero cromado
12	Flotador	<ul style="list-style-type: none"> • 2"-4" Policarbonato • 6" Acero inoxidable
13	Cuerpo	PN 16 Fundición hierro ASTM A-48 CL. 35B
14	Cuerpo interno	Nylon reforzado
15	Conexión de escape	Latón ASTM B-124
•	Cesta	2" Polipropileno
•	Tapa protectora	6" Fundición hierro ASTM A-48 CL. 35B

Dimensiones y peso

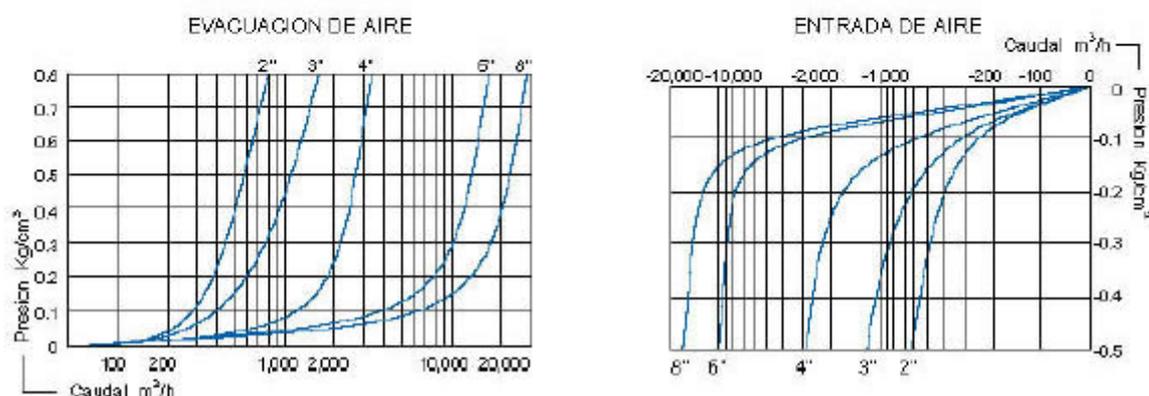
	2" rosca	2" brida	3"	4"	6"	8"
Dimensión A (mm)	173	173	286	342	553	553
Dimensión B (mm)	340	346	368	393	557	564
Peso (Kg)	10.0	13.0	19.3	27.4	79.0	87.0
Orificio de salida (mm ²) Automático	12	12	12	12	12	12
Orificio de salida (mm ²) Cinético	794	794	1809	3317	17662	17662
Conexión de escape Interno (mm ²)	Rosca	1.5 BSP	63.5	80.0	124.0	124.0
Conexión de escape Externo (mm ²)	-	-	74.6	96.0	140.0	140

Capacidad de entrada y salida de aire

Capacidad de salida de aire, ventosa automática



Capacidad de entrada y salida de aire, ventosa cinética



VÁLVULA VENTOSA MODELO D-052

La válvula D-052 es una válvula ventosa de doble efecto cuyo diseño dinámico permite la descarga de aire a alta velocidad a la vez que es capaz de eliminar el aire de las tuberías con flujo de agua bajo presión. Esta válvula es la combinación de la válvula de efecto automático S-052 y la válvula de efecto cinético K-012.

Su estructura metálica asegura la protección al vandalismo.



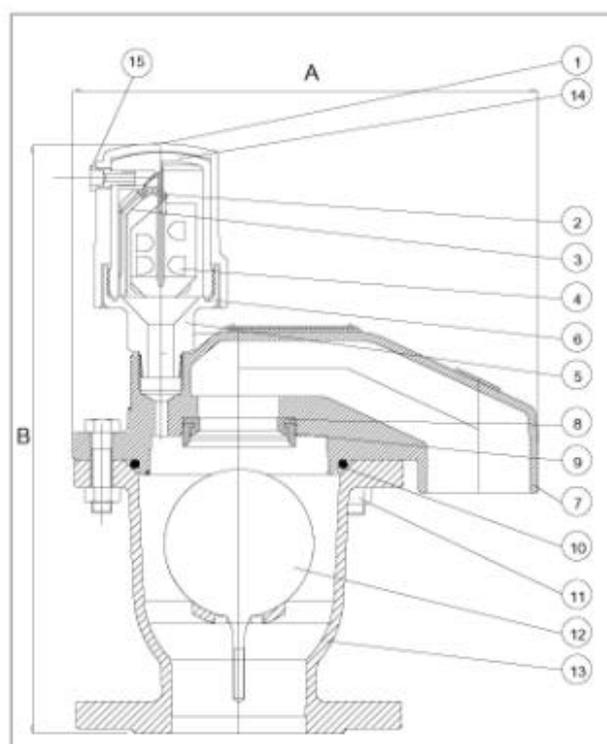
Los modelos disponibles son:

MODELO	DESCRIPCIÓN	PRESIÓN	TAMAÑOS DISPONIBLES
D-052	Combinación S-052 + K-012	PN-25	2" RM, 2" 3" 4" 6" 8" B

Características principales

- Presión de trabajo: de 0.2-25 bar (3-360 psi)
- Trabaja a una presión diferencial de 0.8 bars, evitando el cerrado prematuro.
- Diseño especial de sellamiento: la combinación de bronce con caucho E.P.D.M asegura un prolongado funcionamiento sin necesidad de mantenimiento.
- Cuerpo estándar de fundición metálica recubierto con poliéster curado al horno resistente a la corrosión.
- La salida de drenaje permite eliminar los fluidos innecesarios.
- Mecanismo de autolimpieza
- Totalmente hermética y no gotea a bajas presiones.
- Purga grandes volúmenes de aire hasta 160 m³/h
- Reduce en gran medida la obturación debido a materias foráneas.
- La conexión de la válvula combinada es de brida disponible en estandar BS/ISO/ANSI. La unión de la válvula S-052 con la K-012 es de rosca BSPT/NPT
- De peso liviano, pequeñas dimensiones y estructura simple y confiable.

Especificación de componentes



Núm	Nombre	Materiales
1	Cuerpo	Hierro nodular ASTM A-536 60-40-18
2	Tira de goma replegable	Goma E.P.D.M
3	Guia	Nylon reforzado
4	Flotador	Polipropileno expandido
5	Base	Latón ASTM B124
6	Junta tórica	BUNA-N
7	Tapa	Hierro nodular ASTM A-536 60-40-18
8	Asiento orificio	Bronce ASTM B-62 B271 C83600
9	Junta orificio	E.P.D.M.
10	Junta tórica	BUNA-N
11	Tornillo y tuerca	Acero cromado
12	Flotador	<ul style="list-style-type: none"> • 2"-4" Policarbonato • 6" Acero inoxidable 304L
13	Cuerpo	Hierro nodular ASTM A-536 60-40-18
14	Cuerpo interno	Nylon reforzado
15	Conexión de escape	Latón ASTM B-124
•	Cesta	2" Polipropileno
•	Tapa protectora	Hierro nodular ASTM A-536 60-40-18

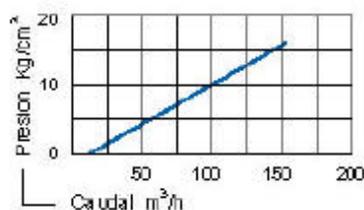
Dimensiones y peso

	2" rosca	2" brida	3"	4"	6"	8"
Dimensión A (mm)	173	173	286	342	553	553
Dimensión B (mm)	340	346	368	393	557	564
Peso (Kg)	10.0	13.0	19.3	27.4	79.0	87.0
Orificio de salida (mm ²) Automático	12	12	12	12	12	12
Orificio de salida (mm ²) Cinético	794	794	1809	3317	17662	17662
Conexión de escape Interno (mm ²)	Rosca	1.5 BSP	63.5	80.0	124.0	124
Conexión de escape Externo (mm ²)	-	-	74.6	96.0	140.0	140.0

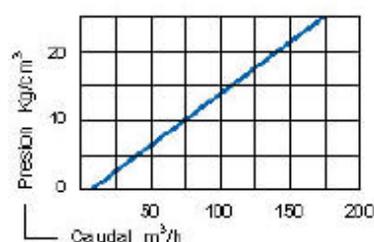
Capacidad de entrada y salida de aire

Capacidad de salida de aire, ventosa automática

CAPACIDAD DE SALIDA DE AIRE - VENTOSA AUTOMÁTICA PARA MODELO S-050-C

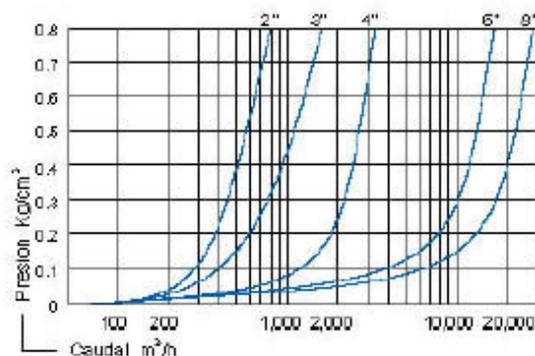


CAPACIDAD DE SALIDA DE AIRE - VENTOSA AUTOMÁTICA PARA MODELO S-052

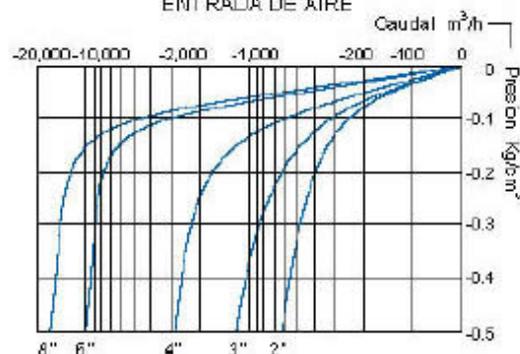


Capacidad de entrada y salida de aire, ventosa cinética

EVACUACION DE AIRE



ENTRADA DE AIRE



VÁLVULA VENTOSA MODELO D-060HF

La válvula D-060HF es una válvula ventosa de doble efecto cuyo diseño dinámico permite la descarga de aire a alta velocidad de grandes caudales a la vez que es capaz de eliminar el aire de las tuberías con flujo de agua bajo presión. Esta válvula está indicada para evacuar grandes caudales de aire. El diseño especial del orificio de combinación de bronce y caucho de E.P.D.M. asegura un funcionamiento a largo plazo sin necesidad de mantenimiento.



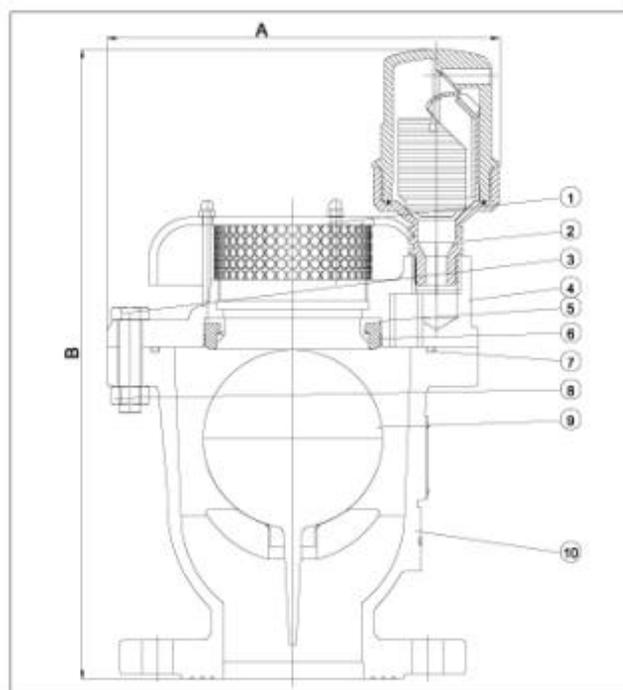
Los modelos disponibles son:

MODELO	DESCRIPCIÓN	PRESIÓN	TAMAÑOS DISPONIBLES
D-060HF	Metálica gran caudal + S-050-B	PN-16	2" R, 2" 3" 4" 6" 8" B

Características principales

- Presión de trabajo: de 0.2-16 bar (3-230 psi)
- Cuerpo estándar de fundición metálica recubierto con poliéster curado al horno resistente a la corrosión.
- La salida de drenaje permite eliminar los fluidos innecesarios.
- Mecanismo de autolimpieza
- Totalmente hermética y no gotea a bajas presiones.
- Purga grandes volúmenes de aire hasta 160 m³/h
- Reduce en gran medida la obturación debido a materias foráneas.
- La conexión de la válvula combinada es de brida disponible en estandar BS/ISO/ANSI. La unión de la válvula S-050-B con la válvula cinética es de rosca BSPT/NPT
- De peso liviano, pequeñas dimensiones y estructura simple y confiable.

Especificación de componentes



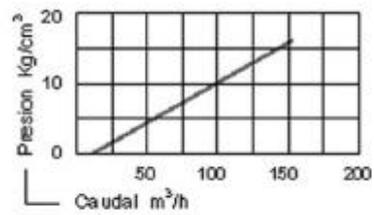
Núm.	Nombre	Materiales
1	Unidad protectora	
2	Válvula de función auto.	
3	Tornillo	Acero cromado
4	Tapa	Fundición de hierro ASTM a-48 CL.35B
5	Junta orificio	E.P.D.M.
6	Asiento orificio	Bronce ASTM B-62 B271 C83600
7	Junta tórica	BUNA-N
8	Tuerca	Acero cromado
9	Flotador	Acero inoxidable SAE 304L
10	Cuerpo	Fundición de hierro ASTM A-48 CL.35B

Dimensiones y peso

	2"	3"	4"	6"	8"
Dimensión A (mm)	190	238	268	375	463
Dimensión B (mm)	311	371	411	570	685
Peso (Kg)	12.0	18.6	27.2	77.6	84.5
Orificio de salida (mm ²) Automático	12	12	12	12	12
Orificio de salida (mm ²) Cinético	1960	5030	7850	17662	31400

Capacidad de entrada y salida de aire

Capacidad de salida de aire, ventosa automática



Capacidad de entrada y salida de aire, ventosa cinética

