

Szikra Csaba

Zárt téri tüzek modelljei II.

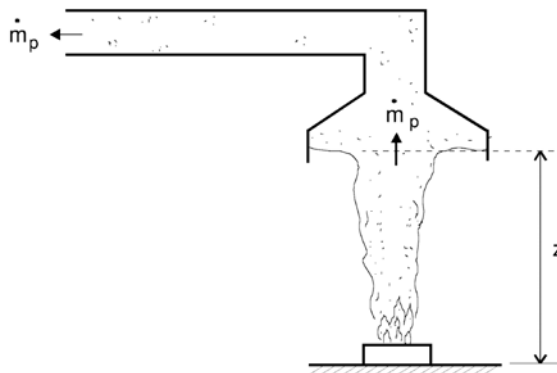
A Védelem - Katasztrófavédelmi Szemle 2011/4. számában a zárt téri tüzek elemzésére alkalmazott ideális csóvamodellből származtatott egyenletek, a lángmagasság, a láng pulzálás és a csóva hőmérséklet alkalmazását ismerhettük meg. Szerzőnk most a tapasztalati úton származtatott csóvae egyenleteket és a korlátozott csóva egyenleteit ismerteti.

4. Tapasztalati úton származtatott csóvae egyenletek

A cikk első részében az ideális csóvamodellből származtatott egyenleteket ismertettem, melyek segítenek a fizikai folyamatok megértésében. A modellt összevetve tapasztalati eredményekkel, a fizikai folyamatot egyébként jellegre helyesen leíró egyenletek pontosíthatóvá válnak. A tapasztalati modellek segítségével az analitikus módon származtatott ideális csóva modell levezetése közben alkalmazott egyszerűsítő feltételek feloldásra kerültek.

4.1. Zukoski-féle csóvamodell

A Zukoski-féle [4] csóvamodell hasonlít leginkább az analitikus eszközökkel származtatott ideális csóvamodell egyenleteihez, hiszen a szerző mérések segítségével vetette össze az analitikus modell és a mért modell tömegáramait. A mérési eredményekkel pontosította az ideális modell együtthatóit. Adott magasságban, adott lángteljesítmény mellett egy elszívó ernyőben mérte a tömegáramot (7. ábra).



7. ábra A csóva tömegáram-mérésének elve

A szokásos környezeti jellemzőket használva, a Zukoski által pontosított tömegáram egyenlet a következő:

$$\dot{m}_p = 0,21 \cdot \left[\frac{\rho_a^2 \cdot g}{c_p \cdot T_a} \right]^{\frac{1}{5}} \cdot \dot{Q}^{\frac{1}{5}} \cdot z^{\frac{3}{5}} = 0,074 \cdot \dot{Q}^{\frac{1}{5}} \cdot z^{\frac{3}{5}}$$

Mivel a két tömegáram-egyenlet meglehetősen hasonlít egymásra, igazolódni látszik az analitikus modell helyessége. Zukoski egyenlete alapján a hőmérsékletre és a sebességre vonatkozó egyenletet is helyesnek tekinthetjük. A mérésből származtatott pontosítás azonban néhány lényeges feltételezésből származó pontatlanságot nem old fel (pl.: pontszerű hőforrás, sűrűségazonosság).

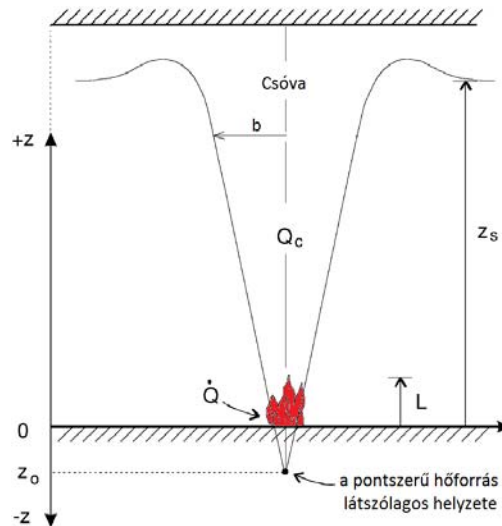
4.2. Heskestad féle csóvamodell

Heskestad [2] csóvamodellje az ideális modellhez képest jelentős előrelépés, mivel számos egyszerűsítő feltételt elhagy származtatása közben.

A modell újdonságai

- a pontszerű forrás helyett bevezeti a padló síkja alatt definiált látszólagos pontszerű forrást, mely a tűz keletkezésének síkján már valódi kiterjedést takar;

- bevezette a konvektív lángteljesítményt (\dot{Q}_c), hiszen a csóva számos tulajdonsága nem az összes, hanem a konvektív teljesítménytől függ;
- a 3. ábrán bemutatott állandó hőmérséklet és sebességprofil helyett adott síkban Gauss-féle normál eloszlást feltételezett, mely inkább hasonlít a csóván belüli sebesség – és hőmérséklet eloszlására (ΔT_0 – a tűz tengelyében a környezethez viszonyított hőmérsékletemelkedés, u_0 – függőleges feláramlás sebessége a tengelyben);
- elhagyta a Boussinesq-sűrűsége vonatkozó egyszerűsítő feltételét.



8. ábra Heskestad csóvamodellje

A pontszerű hőforrás látszólagos helyzetét (z_0) a tűz egyenértékű átmérője (tehát a kiterjedése) és a lángteljesítmény alapján az alábbi összefüggéssel határozhatjuk meg:

$$z_0(m) = 0.083 \cdot \dot{Q}^{2/5} - 1.02 \cdot D$$

Az egyenlet a Froud szám segítségével származtatott lángmagasság egyenletéből kiinduló tapasztalati egyenlet. A teljesítmény együtthatója felszíni tüzek mérései alapján lett pontosítva. z_0 értéke (tehát a pontszerű hőforrás látszólagos helyzete) lehet negatív (ekkor a tűz alatt helyezkedik el, mely fizikailag alacsony felületre vonatkozó fajlagos lángteljesítményt jelent), illetve pozitív (ekkor a tűz felett helyezkedik el, és nagy fajlagos lángteljesítményt jelent) is. A közepes lángmagasság egyenlete Heskestad modellje szerint is érvényes:

$$L(m) = 0.235 \cdot \dot{Q}^{2/5} - 1.02 \cdot D$$

A z_0 és L egyenletiben a \dot{Q} a konvekcióval és sugárzással a csóvába jutó (teljes) hőáramot jelenti, azonban a csóva termikus jellemzői szempontjából a konvektív hőáram (\dot{Q}_c) a meghatározó, hisz épp a konvektív hőáram a felhajtó erő forrása. A szokványos tüzekben a láng sugárzási vesztesége 20-40%, ezért a konvektív hőáramot

$$\dot{Q}_c = 0.6 + 0.8 \cdot \dot{Q}$$

összefüggéssel számíthatjuk. A pontszerű forrás látszólagos helyzetének bevezetésével az egyenletekben a magasság koordináta némiképp bonyolultabb alakot ölt ($z - z_0$), ettől eltekintve az egyenletek az ideális csóvamodell egyenleteihez hasonlóak. Az egyenletek csak a közepes lángmagasságon kívül (L) érvényesek. A csóva tengelyében a környezethez viszonyított hőmérsékletemelkedést az alábbi összefüggés írja le:

$$\Delta T_0 = 9.1 \cdot \left[\frac{T_w}{g - c_p^2 \cdot \rho_w^2} \right]^{1/5} \cdot \dot{Q}_c^{2/5} \cdot (z - z_0)^{-5/4}$$

A fenti egyenletet az ideális csóvamodell egyenletével összevetve azt tapasztaljuk, hogy az együttható 5-ről 9.1-re változott. Ne feledjük, hogy ΔT_0 a csóva tengelyében a hőmérséklet (mely a hőmérséklet maximuma) és adott magasságban a hőmérséklet Gauss-eloszlást mutat. A kitevők azonosak ideális csóvamodellben bevezetett kitevőkkel. A levegő szokásos paramétereivel a fenti egyenletet egyszerűbb alakra is hozhatjuk:

$$\Delta T_0 = 23.5 \cdot \left[\frac{\dot{Q}_c}{z - z_0} \right]^{0.8}$$

Heskestad modelljében a csóva rádiusza (tehát a szétterjedés mértéke) nem csak a magasságtól, hanem a csóva tengelyének hőmérsékletétől is függ:

$$b(m) = 0.12 \cdot \sqrt{T_0/T_a} \cdot (z - z_0)$$

A csóva tengelyében a felfelé haladó tömegáramot az alábbi egyenlettel számíthatjuk:

$$u_0 = 3.4 \cdot \left[\frac{g}{c_p \cdot T_a \cdot \rho_a} \right]^{1/5} \cdot \left(\frac{\dot{Q}_c}{z - z_0} \right)^{1/5}$$

A szokásos környezeti jellemzőket helyettesítve a csóva tengelyében a feláramlás sebességére az alábbi egyszerűsített egyenletet kapjuk:

$$u_0 = 1.0 \cdot \left(\frac{\dot{Q}_c}{z - z_0} \right)^{1/5}$$

Mivel a láng és a csóva esetében a környezet levegőből történő bekeveredés mértéke különböző, Heskestad más egyenletet javasolt a két régió tömegáramára. A csóva tömegáramát az alábbi összefüggéssel közelíthetjük:

$$\dot{m}_p = 0.02 \cdot \left[\frac{\rho_a^2 \cdot g}{c_p \cdot T_a} \right]^{1/5} \cdot \dot{Q}_c^{1/5} \cdot z^{3/5} - 1.92 \cdot 10^{-3} \cdot \dot{Q}_c$$

Az egyenletet összevetve az ideális csóva tömegáram egyenletével, azt tapasztaljuk, hogy az első tag változatlan, de egy additív taggal módosult az egyenlet. A szokásos környezeti jellemzőkkel az alábbi egyszerűbb forma adódik:

$$\dot{m}_p = 0.069 \cdot \dot{Q}_c^{1/5} \cdot z^{3/5} - 1.92 \cdot 10^{-3} \cdot \dot{Q}_c$$

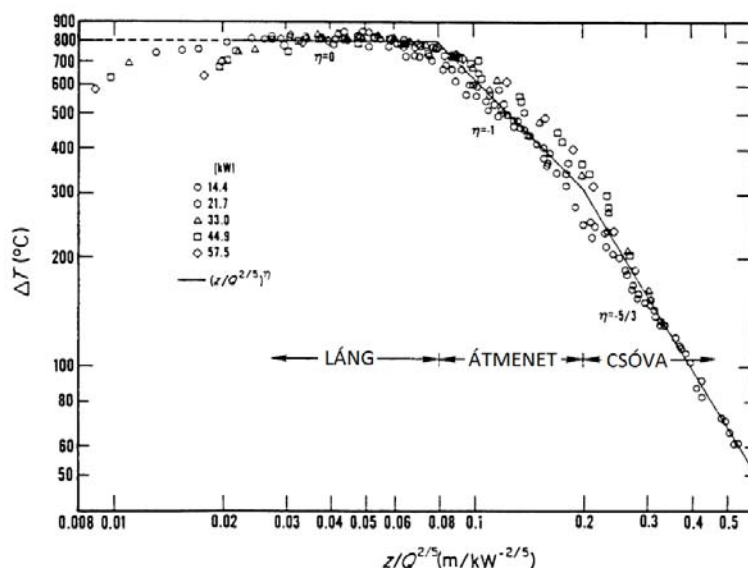
Az eredeti levezetésben a fajhő $c_p=1\text{kJ/kgK}$ értékkel szerepel. Mivel az 50%-os nedvességtartalmú 20°C-os levegőnek a fajhője $c_p=1.1\text{kJ/kgK}$, az együtthatókon az eredeti irodalomhoz képest módosítottam. A közepes lángmagasság szintjéig a tömegáramot az alábbi összefüggéssel közelíthetjük:

$$\dot{m}_p = 0.0056 \cdot \dot{Q}_c \cdot \frac{z}{L}$$

Vagyis a tömegáram mind a lángmagassággal, mind pedig a láng teljesítménnyel arányosan növekszik.

4.3. McCaffrey-féle csóvamodell

Már a közepes lángmagasság esetében megfigyelhető volt, hogy McCaffrey törekedett a dimenzióanalízis és a hasonlóságelmélet segítségével általánosítani a mérések közben szerzett tapasztalatokat. Az előző fejezetben láttuk, hogy a modellek pontosításának egyik lehetősége, hogy valamely jellemző alapján régiókra botjuk a teljes csóvát. Egyik lehetséges módszer, hogy keressünk egy olyan változót ($z/Q^{2/5}$), mellyel eliminálódik valamely tulajdonsága a lángnak (9.ábra), nevezetesen bármely lángteljesítmény (mely most a teljes lángteljesítmény, nemcsak a konvektív komponens) esetében a mérés pontjai egymásra esnek.



9. ábra A csóva tengelyében a hőmérséklet-emelkedés különböző lángteljesítmények esetén (McCaffrey[1] mérései)

A 9. ábra szerinti mérési eredmények (melyek metán tüzek alapján készültek) azt mutatják, hogy 3 régióra érdemes bontani a csóvát. A három régió a láng tartománya, az átmeneti zóna, illetve a csóva tartománya. McCaffrey mindhárom tartomány tengelyének hőmérsékletére az alábbi általános egyenletet

$$\Delta T_0 = \left(\frac{\kappa}{0.9 \cdot \sqrt{2g}} \right)^2 \cdot \left(\frac{z}{Q^2/B} \right)^{2\eta-1} T_\infty$$

illetve a feláramlási sebességre az alábbi egyenletet

$$u_0 = \kappa \cdot \left(\frac{z}{Q^2/B} \right)^\eta \cdot Q^{1/B}$$

javasolta. Az egyenletekben szereplő η és κ állandók $z/Q^2/B$ függvényében változnak az alábbi táblázat szerint:

| Régió | $z/Q^2/B$ | η | κ |
|----------|-------------|--------|----------|
| láng | <0.08 | 1/2 | 6.8 |
| átmeneti | 0.08 .. 0.2 | 0 | 1.9 |
| csóva | >0.2 | -1/3 | 1.1 |

1. táblázat McCaffrey csóvaequationeinek együtthatói

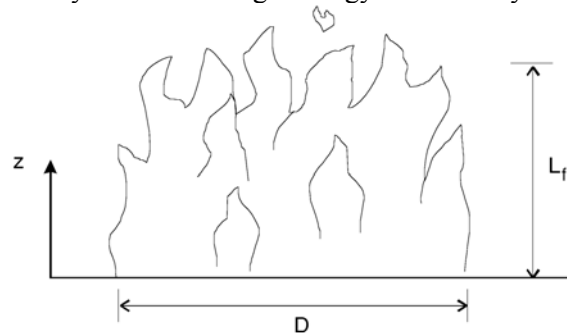
Elméleti és tapasztalati

Láttuk az előző fejezetben, hogy Heskestad féle csóvamodellben a láng teljesítményének a konvektív tagja szerepel. McCaffrey tapasztalati egyenleteiben a teljes lángteljesítmény szerepel. Általában megjegyzendő, hogy a tapasztalati csóvaequationekben a szerzők ugyan adott éghető anyagok mellett származtatják az egyenleteket, de általános (éghető anyagtól független) egyenletekként tekintik. Tudjuk azonban, hogy a felhajtóerő forrása a sugárzási veszteségekkel módosított konvektív összetevő. A sugárzási veszteség azonban függ az éghető anyag összetételétől. A magasabb hőmérsékletek (800-1200°C) tartományában csökkennek a sugárzási veszteségek a felhalmozódott korom blokkoló hatása miatt.

McCaffrey tapasztalati egyenletei nagyjából 10%-kal nagyobb lángmagasságot eredményeznek Heskestad egyenleteihez képest.

4.4. Thomas-féle csóvamodell

Heskestad és McCaffrey méréseken alapuló tapasztalati egyenletei a nagyon alacsony relatív lángmagasságok (L/D) tartományában nem vizsgálták egyenleteik helyességét.



10. ábra Thomas féle csóva.

Thomas P. H. úgy találta, hogy alacsony relatív lángmagasságok esetén, a folytonos láng tartományában (lásd a cikket az előző számban [5]), a lángmagasság és a tömegáram inkább a láng területétől ($D \cdot \pi$), mint a lángteljesítménytől függ:

$$\dot{m}_p = 0.188 \cdot (D \cdot \pi) \cdot z^{3/2} = 0.59 \cdot D \cdot z^{3/2}$$

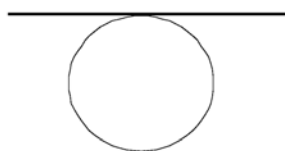
Alacsony relatív lángmagasságok esetén a csóvának inkább hengeres, mint kúpos az alakja, így a fenti igen egyszerű egyenlet $L/D < 1$ tartományában megfelelő közelítést nyújt.

5. Korlátozott csóva egyenletei

Az előző fejezetekben mind az elméleti, mind pedig a tapasztalati úton számított csóvaegyenletekben azt feltételeztük, hogy tűz tengelyszimmetrikus, a forrás kör alakú, illetve a lángot nem gátolja sem fal, sem födém. Korlátozott lángok esetében az eddig tárgyalt egyenletek nem használhatók. Sajnos a szakirodalomban csak igen korlátozott számú, inkább speciális eseteket tárgyaló csóvaegyenlet található. Ezek közül ismertetek néhányat a következőkben.

5.1. Falak, falsarkok hatása a csóvára

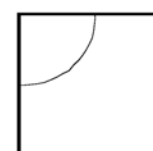
Zukoski végzett kísérleteket égőkkel, melyeket a falak és falsarkok közelében helyeztek el. Azt tapasztalta, ha a kör keresztmetszetű égőt épp érintőlegesen helyezi el a fal mellé, annak szinte nincs hatása a csóva geometriájára, tömegáramára $L/D < 3$ esetéig.



$$\dot{m}_p = f(\dot{Q})$$



$$\dot{m}_p = \frac{1}{2} f(2 \cdot \dot{Q})$$



$$\dot{m}_p = \frac{1}{4} f(4 \cdot \dot{Q})$$

11. ábra Falmelletti és falsarok melletti tüzek alapesetei

Ha egy félkör alakú égőt állítunk a fal mellé, fele akkora tömegáram alakul ki kétszer akkora hőfejlődés mellett (11. ábra). Ezt a nagyon egyszerű tapasztalati megállapítást alkalmazhatjuk a 4.1 fejezetben Zukoski által bevezetett tömegáram egyenletre:

$$\dot{m}_p = \frac{1}{2} 0.074 \cdot (2 \cdot \dot{Q})^{\frac{1}{3}} \cdot z^{\frac{5}{8}} = 0.056 \cdot (\dot{Q})^{\frac{1}{3}} \cdot z^{\frac{5}{8}}$$

Hasonlóan a falsarokban negyed akkora tömegáram alakul ki négyszer akkora hőfejlődés mellett:

$$\dot{m}_p = \frac{1}{4} 0.074 \cdot (4 \cdot \dot{Q})^{\frac{1}{3}} \cdot z^{\frac{5}{8}} = 0.028 \cdot (\dot{Q})^{\frac{1}{3}} \cdot z^{\frac{5}{8}}$$

Ne feledjük, hogy a fenti egyenletek csak közelítő egyenletek, csak a 11. ábrán jelzett esetekre igazak.

5.2. Téglalap keresztmetszetű tüzek modelljei

Hasemi és Nishihata végeztek méréseket téglalap keresztmetszetű tüzek esetére. Az alapterületet $1 > A/B > 10$ között változtatva (ahol A és B a téglalap keresztmetszetű tűz oldalai), $A/B > 3$ esetében a közepes lángmagasságra már csak a hosszabbik oldal gyakorolt hatást, ezért a következő egyenletek használható a közepes lángmagasságra, illetve a tömegáramra:

$$L(m) = 0.035 \cdot \left(\frac{\dot{Q}}{B}\right)^{2/5}$$

$$\dot{m}_p = 0.21 \cdot \left(\frac{\dot{Q}}{B}\right)^{2/5} \cdot z$$

6. Összefoglalás

Elindultunk a lángmagasság tapasztalati egyenletétől, melyből megtanultuk, hogy a láng tulajdonságaiban felfedezhetőek hasonlóságok. A hasonlóságokat kihasználva a Froud szám alkalmazásával a szabadfelszíni tüzeiktől a nagy impulzussal áramló tüzek tartományáig meghatározható a közepes lángmagasság. Az ideális csóva egyenlete ugyan nem ad tökéletes közelítést a csóva tulajdonságaira, de megmutatja, hogy bizonyos elhanyagolások mellett a sebesség, a hőmérséklet és a tömegáram milyen kitevőjű függvényeknek engedelmessékedik. Az ideális csóva egyenlete segítséget nyújt a tapasztalati egyenletek kidolgozásához. Zukoski, Heskestad, McCaffrey és Thomas különböző esetekre kidolgozták a méréseken alapuló tapasztalati csóvae egyenleteket. A modelleken keresztül megérthetjük a tüzek viselkedését, így képesek lehetünk CFD szimulációs technikáink tökéletesítésére.

Irodalom:

- [1] McCaffrey, B., "Flame Height," SFPE Handbook of Fire Protection Engineering, 2nd ed., National Fire Protection Association, Quincy, MA, 1995.
- [2] Heskestad, G., "Fire Plumes," SFPE Handbook of Fire Protection Engineering, 2nd ed., National Fire Protection Association, Quincy, MA, 1995.
- [3] Blair J. Stratton, Determining Flame Height And Flame Pulsation Frequency And Estimating Heat Release Rate From 3D Flame Reconstruction, Fire Engineering Research Report 05/2, July 2005. (http://www.civil.canterbury.ac.nz/fire/pdfreports/Blair_Stratton_05.pdf)
- [4] Zukoski, E.E., Kubota, T., and Cetegen, B., "Entrainment in Fire Plumes," Fire Safety Journal, Vol.3, pp. 107–121, 1980.
- [5] Zárt téri tüzek modelljei (1. rész), Szikra Csaba, Katasztrófavédelmi szemle, 2012. XIX. évfolyam, 4. szám, ISSN: 1218-2958.

Szikra Csaba
 BME Épületenergetikai és Épületgépészeti Tanszék
 1111 Budapest, Műgyetem rkp. 3.
 szikra@egt.bme.hu