

# Többszörös szóródás szimuláció nagyfelbontású voxeltömbbel definiált közegben\*

Tóth Balázs, Magdics Milán, Szirmay-Kalos László

tbalazs@iit.bme.hu, magdics@iit.bme.hu, szirmay@iit.bme.hu  
Budapesti Műszaki és Gazdaságtudományi Egyetem

**Kivonat** Ebben a cikkben a szabad úthossz mintavételezésére javasolunk hatékony algoritmust. A mintavételezendő közeg mind nagyfelbontású voxel tömbként megadható mind procedurálisan generálható. A szabad úthossz egyszerű meghatározását „virtuális” részecskék hozzáadásával teszi lehetővé az új módszer. A valós és virtuális részecskék teljes kioltási tényezőjét egy kifelbontású, úgynevezett szuper-voxel rácson írjuk le, melynek voxelei jóval nagyobbak lehetnek mint a szóró közeg definíciójánál használt rácsvoxelei. A szuper-voxel rácshasználatával a szabad úthossz mintavételezése lényegesen gyorsabban elvégezhető, mivel a javasolt algoritmus számításiigénye csak a szuper-voxel rácshasználatától függ. A javasolt módszer ezért különösképpen alkalmas nagy méretű és alacsony sűrűségű inhomogén szóró közeg megjelenítésére, amelyet a szokásos módszerekkel csak nagyon nagy nehézségek árán lehetne modellezni.

## 1. Bevezetés

Az inhomogén szóró közeg valóság-hű megjelenítése és a többszörös szóródás szimulációja kihívásokkal teli probléma, amelyet széles körben kutatnak a számítógépes grafika területén [19,20,12,5,9]. A fizikailag korrekt megoldások Monte Carlo módszereket alkalmaznak a foton, illetve az importon követésére [11,16,17] (1. ábra).

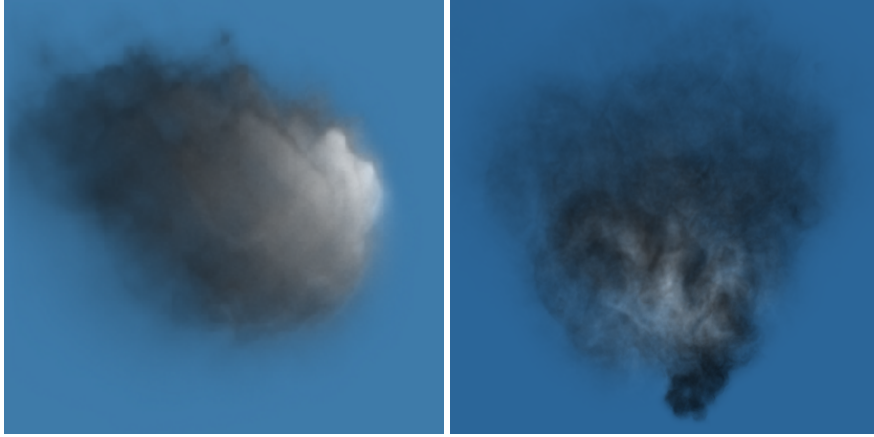
A Monte Carlo eljárások a fény terjedését véletlen minták szimulációjával számítják ki. Egy véletlen fényút előállításához több elemi feladatot meg kell oldanunk, mintavételeznünk kell a foton *szabad úthosszát* a közegben, majd a közeg lokális tulajdonságai alapján döntenünk kell elnyelődésről, illetve szóródás esetén az ki kell választanunk az új irány véletlen haladási irányt.

Ezen feladatok közül, az elnyelődéshez és az új irányhoz csak a közeg lokális ismerete szükséges.

Homogén szóró közeg esetén a szabad úthossz egyszerűen meghatározható, mivel a szóródás helye csak a közeg konstans *kioltási tényezőjétől* függ. Inhomogén közegben azonban a kioltási tényező helyfüggő, így a szabad úthossz meghatározásához egy folytonosan változó függvényt kell kiértékelni [6].

---

\* A cikk eredményei az alábbi publikációban jelentek meg: L. Szirmay-Kalos, B. Tóth, M. Magdics: Free Path Sampling in High Resolution Inhomogeneous Participating Media, Computer Graphics Forum, 2010



1. ábra. Monte Carlo globális illumináció inhomogén szóró közeg esetén. A szóró közeg effektív felbontása  $4096^3$ . A felhőt 1.2 másodperc a füstöt 8 másodperc alatt számítottuk ki, NVIDIA GeForce 480 GPU-n.

Népszerű megoldás a *sugár masírozás*, ahol a sugár mentén apró lépésekben haladunk és feltételezzük, hogy a sűrűség konstansnak tekinthető két mintapont között. A voxel tömbökkel megadott közeg esetén a biztonságos lépéshossz összemérhető egy-egy voxel oldalhosszával. Ráadásul rengeteg mintapont kiértékelése is szükséges lehet ha a közeg átlagos sűrűsége kicsi, hiszen az átlagos szabad úthossz nagy lesz a közegben, és a gyorsan változó vagy nagyfelbontású sűrűségmező miatt csak kis lépésekben haladhatunk. Ebből következően a szimulációban a sugár masírozás ideje döntő lesz a többi számításhoz képest.

Másik lehetőség a szabad úthossz meghatározására a *Woodcock módszer*, mely véletlenszerű lépésközt használ a sugár masírozás egyenletes lépéseivel szemben. A véletlen lépésköz arányos a szóró közeg maximális kioltási tényezőjével.

Alapgondolatát tekintve a Woodcock módszer hasonlít az orosz ruletthez, amennyiben mindkettő véletlenszerűen dönti el hogy végre kell-e hajtani bizonyos bonyolult számításokat és azok eredményét kiterjeszteni azokra az esetekre, amelyekben a véletlen választás a számítások elhanyagolása mellett döntött.

A Woodcock módszer esetén véletlen számú minta kiértékelésével kaphatjuk meg a valódi szabad úthosszat. A véletlen minták helyét a maximális kioltási tényező alapján határozzuk meg, így azokban az esetekben ahol a szóró közeg általában ritka, lényegesen kevesebb mintapont kiértékelésével határozhatjuk meg a szóródási események helyét, mint amennyi a sugár masírozásnál szükséges volna. Sajnos, a Woodcock módszer gyengén teljesít, ha a közeg erősen inhomogén, azaz, ha a közeg kis részeiben a részecskék sűrűek, hiszen az a kis részek nagy sűrűségét fogja kiterjeszteni az egész közegre.

Célunk a Woodcock keresés általánosítása és hatékony megvalósítása azokra az esetekre, ahol a szóró közeg maximális kioltási tényezője lényegesen magasabb mint a kioltási tényező a közeg legtöbb pontjában.

Az általunk javasolt algoritmus lényegesen hatékonyabb mintavételezést tesz lehetővé abban az esetben, ha a szóró közeg nem csak a változó szóródási együtthatóival adott, hanem létezik hozzá egy lényegesen kisebb felbontású felső becslés is. Ezt a felső becslést előre számíthatjuk ha a szóró közeg nagyfelbontású vagy futásidőben is számítható ha a közeg procedurálisan generált [8]. Ebben az esetben a becslő függvény közvetlenül származtatható a procedurális definícióból a teljes térfogati modell kiszámítása nélkül.

## 2. A sugársűrűség változása a sugár mentén és a szabad úthossz mintavételezése

Szóró közegben a sugársűrűség ( $L$ ) a sugár mentén ( $\mathbf{p}(s) = \mathbf{p}_{start} + \boldsymbol{\omega}s$ , ahol  $\mathbf{p}_{start}$  a sugár kezdőpontja és  $\boldsymbol{\omega}$  az iránya) csökken az elnyelődés és a kiszóródás miatt, mégpedig exponenciális lecsengést mutatva:

$$L(s) = L(0) \cdot \exp\left(-\int_0^s \sigma_t(\mathbf{p}(s')) ds'\right) \quad (1)$$

ahol  $\sigma_t(\mathbf{p})$  a *kioltási tényező*, mely megadja a foton-részecske ütközési valószínűség-sűrűséget egy adott  $\mathbf{p}$  pontban.

A kioltási tényező integrálját nevezzük *optikai mélységnek*, amelyet  $\tau$ -val jelölünk:

$$\tau(s_0, s_1) = \int_{s_0}^{s_1} \sigma_t(\mathbf{p}(s')) ds'. \quad (2)$$

Ezt az integrált a Monte Carlo módszerek független fényutak generálásával és azok megfelelő súlyozásával közelítik. A közelítés hibáját csökkenthetjük *fontosság szerinti mintavételezés* alkalmazásával, mely a minták sűrűségét az integrandus nagyságával arányosan szabályozza. Az arányos mintavételezést *inverziós módszerrel* érhetjük el, mely során először kiszámítjuk az eredeti függvény normalizált valószínűség-sűrűség függvényét, majd a keresett *kumulatív valószínűség eloszlást (CDF)* mint a valószínűség-sűrűség integrálját. Végül, egyenletes mintákból indulva, az eloszlásfüggvény invertálásával jutunk a kívánt nem egyenletes mintakészlethez.

A szabad úthossz ( $s$ ) eloszlásfüggvénye a  $\mathbf{p}(s)$  sugár mentén

$$P(s) = 1 - \exp(-\tau(0, s)). \quad (3)$$

Ezért a szabad úthossz ( $s$ ) megfelel az alábbi egyenlet  $r$  egyenletes eloszlású véletlen számra vett megoldásának:

$$r = P(s) \Leftrightarrow -\log(1 - r) = \tau(0, s). \quad (4)$$

Ha a szóró közeg inhomogén a kioltási tényező nem konstans, hanem egy voxel tömbben mintákkal vagy függvénnyel adott. Ebben az esetben a szokásos megközelítés a *sugár masírozás*, mely kis  $\Delta s$  lépésekben halad a sugár mentén és ellenőrzi, hogy az optikai mélység Riemann összegű közelítése nagyobb-e mint  $-\log(1-r)$ :

$$\sum_{i=0}^{n-1} \sigma_t(\mathbf{p}(i\Delta s))\Delta s \leq -\log(1-r) < \sum_{i=0}^n \sigma_t(\mathbf{p}(i\Delta s))\Delta s. \quad (5)$$

Sajnos ez az algoritmus torzított becslőt alkalmaz [18] és rengeteg memória olvasást igényel, különösen azokban az esetekben, ahol a voxel tömb nagy és az átlagos kioltási tényező kicsi.

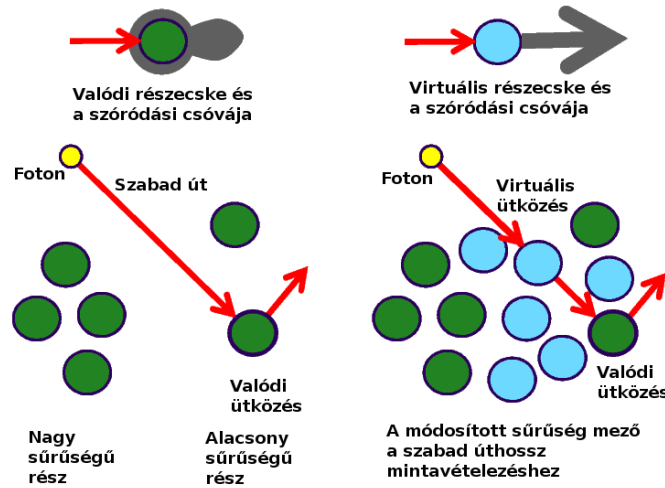
A sugármásirozással szemben a *Woodcock módszer* [22] torzítatlan becslő:

1. Véletlen úthossz ( $s$ ) generálása a maximális kioltási tényező ( $\sigma_{\max}$ ) alapján.
2. Véletlen döntés a minta elfogadásáról  $\sigma_t(\mathbf{p}(s))/\sigma_{\max}$  valószínűséggel.
3. Elutasítás esetén állandó foton irány mellett megismételjük a szabad úthossz generálását a döntési pontból.

Amennyiben a maximális kioltási tényező sokkal nagyobb mint a térfogat egyes összefüggő régióinak kioltási tényezői, a Woodcock módszer nagyon gazdaságtalan lehet. Ebben az esetben az elfogadási valószínűség ( $\sigma_t(\mathbf{p}(s))/\sigma_{\max}$ ) nagyon kicsi lesz, így sok egymást követő szóródási pont előállítására lehet szükség.

### 3. Az új módszer

A szabad úthossz mintavételezése a (4)-ik egyenletben szereplő  $s$  paraméter meghatározásának felel meg. Amennyiben a kioltási tényező és ebből kifolyólag az optikai mélység leírható néhány paraméter által meghatározott algoritmikus reprezentációval, a megoldás kézenfekvő és mindössze a paraméterek memóriából történő kiolvasását igényli. Ugyanakkor, ha az optikai mélység kiszámítása nagyobb mennyiségű adat alapján történik, például, ha a kioltási tényező egy nagyfelbontású voxel tömbbel adott, a mintavételezési folyamat lelassul. A probléma megoldásához a közeghez virtuális "anyagot", vagy részecskéket adunk oly módon, hogy az eredményül kapott teljes sűrűség egy egyszerű függvénnyel közelíthető legyen. Elsőre azt gondolhatnánk, hogy az anyagsűrűség megváltoztatása a közegen belüli sugársűrűségekre is hatással van, amely az előállított kép nyilvánvalóan nemkívánt eltorzítását eredményezné. A torzítás elkerülhető a virtuális anyag másik két szabad paraméterét, azaz az albedót és a fázisfüggvényt alkalmasan választjuk meg. Amennyiben a fotonok a virtuális részecskéken való szóródásuk során tartják az irányukat és az energiájukat, a virtuális részecskék a közegen belüli sugársűrűségeket nem befolyásolják. Ez a feltétel pedig teljesül, ha a virtuális részecskék *albedója 1*, *fázisfüggvénye* pedig a Dirac-delta, mivel ebben az esetben a virtuális részecskével történő ütközés a foton energiáját és irányát



2. ábra. A virtuális részecskék albedója 1, fázisfüggvénye Dirac-delta, így a sűrűséget módosítják, de a sugársűrűséget nem.

1 valószínűséggel nem módosítja, tehát a virtuális anyag nem befolyásolja a fény sugársűrűségét ( 2. ábra).

A *virtuális részecskék* sűrűségét úgy választjuk meg, hogy a teljes  $\sigma_{\max}(\mathbf{p})$  kioltási tényező egy egyszerű függvényként felírható legyen. Az eredeti  $\sigma_t(\mathbf{p})$  kioltási tényező mellé tehát a virtuális részecskék egy olyan  $\sigma_v(\mathbf{p})$  kioltási tényezőjét kell találnunk, amellyel a valódi és virtuális részecskék *egyesített közegében* a kioltási tényező  $\sigma_{\max}(\mathbf{p}) = \sigma_t(\mathbf{p}) + \sigma_v(\mathbf{p})$  lesz [21]. Szóródási esemény bekövetkezése esetén meg kell határoznunk, hogy az egy valódi, vagy virtuális részecskén történt-e. Mivel a mintavételezés során egy előre meghatározott valószínűség sűrűség szerinti véletlenszerű pontokat generálunk, elegendő a problémát véletlenszerű módon, a megfelelő valószínűségek szerint megoldani. Mivel a valószínűség sűrűséget a kioltási tényezők határozzák meg, a  $\sigma_t(\mathbf{p})/\sigma_{\max}(\mathbf{p})$ , valamint  $\sigma_v(\mathbf{p})/\sigma_{\max}(\mathbf{p})$  arányok adják meg a valódi-, illetve virtuális részecske által történő szóródás valószínűségét.

### 3.1. Szabad úthossz mintavételezése virtuális részecskékkel

A virtuális részecskék hozzáadása után a szabad úthossz mintavételezése az alábbi lépések végrehajtásából áll:

1. A kioltási tényező  $\sigma_{\max}(\mathbf{p}(s))$  felső korlát függvénye alapján előállítjuk az  $s$  úthosszat.
2. Egy  $\mathbf{p}$  szóródási pont azonosításakor véletlenszerűen,  $\sigma_t(\mathbf{p})/\sigma_{\max}(\mathbf{p})$  valószínűséggel eldöntjük, hogy a szóródás valódi, vagy virtuális részecskén történt. Virtuális szóródás esetén a részecske iránya nem módosul, és a szóródási pontból egy újabb mintavételezési lépést hajtunk végre.

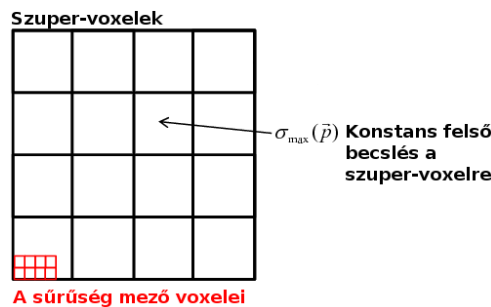
Megjegyezzük, hogy a fenti algoritmus nagyon hasonló a Woodcock módszerhez. Lényeges különbség a két eljárás között, hogy míg Woodcock módszer feltételezi, hogy a maximális kioltási tényező egy globális konstans, az új módszer esetében tetszőleges nemnegatív  $\sigma_v(\mathbf{p})$  virtuális részecskesűrűséget megengedünk.

### 3.2. Szakaszonként konstans felső korlát

A valódi és virtuális részecskék egyesített közegében felvett  $s$  szabad úthossz kiszámítása a következő egyenlet alapján történik, mely a (4)-ik egyenlet valós és virtuális részecskéket is tartalmazó egyesített közegre történő adaptálása:

$$-\log(1-r) = \int_0^s \sigma_{\max}(\mathbf{p}(s')) ds'. \quad (6)$$

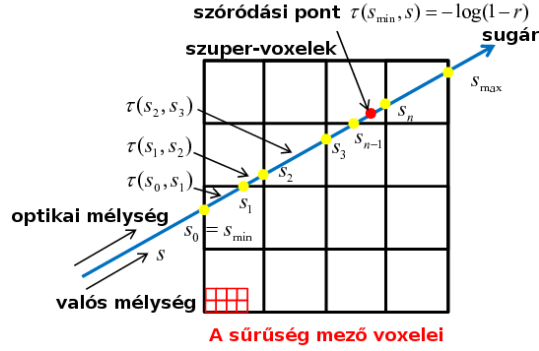
Amennyiben a  $\sigma_{\max}(\mathbf{p})$  egyszerű reprezentációja is rendelkezésünkre áll, az egyesített közegbeli szóródási pont a csak valódi részecskéket tartalmazó közeg eseténél egyszerűbben is meghatározható.



3. ábra. A sűrűség  $\sigma_{\max}(\mathbf{p})$  felső korlátjának szuper-voxel ráccsal történő reprezentációja.

A továbbiakban feltételezzük, hogy a  $\sigma_{\max}(\mathbf{p})$  felső korlát egy alacsonyfelbontású rácson definiált szakaszonként konstans függvény. Ennek az alacsonyfelbontású rácsnak a voxelai, más néven *szuper-voxel* (3. ábra) jóval nagyobbak a tényleges  $\sigma_t(\mathbf{p})$  kioltási tényezőt definiáló voxeloknál. Megjegyezzük, hogy amennyiben a (6)-ik egyenlet megoldása hasonlóan kézenfekvő, más függvények is használhatók felső korlátként.

A (6)-ik egyenlet gyökeit tartalmazó szuper-voxelt egy, a szuper-voxel rácson végrehajtott, a 3D szakaszrajzoló algoritmushoz (DDA, [10,2]) hasonló voxel bejárás segítségével határozhatjuk meg (4. ábra). A 3D DDA algoritmus azon a felismerésen alapszik, miszerint a cellák párhuzamos síkok három csoportja által határoltak, mely síkok párhuzamosak az  $x$ ,  $y$  vagy  $z$  tengelyek valamelyikével. Az algoritmus három sugárparamétert tart nyilván, melyek a fenti



4. ábra. A szuper-voxelek meglátogatásához használt 3D szakaszrajzoló algoritmus.

síkcsoportokkal történő következő metszéspontot reprezentálják. A cella kilépési pontját a három sugárparaméter minimuma határozza meg. A következő cellába lépéskor megnöveljük a sugárparamétert, mely növekmény síkcsoportonként más és más, de egy adott sugárra konstans.

A szuper-voxeleket egymás után vizsgáljuk, mindegyikben ellenőrizzük, hogy a (6)-ik egyenlet gyöke az adott szuper-voxelbe esik-e. A szóródási pontot tartalmazó  $n$ -edik szuper-voxel kiválasztásához a következő egyenlőtlenségeket használhatjuk:

$$\sum_{i=0}^{n-2} \tau_{\max}(s_i, s_{i+1}) \leq -\log(1-r) < \sum_{i=0}^{n-1} \tau_{\max}(s_i, s_{i+1}) \quad (7)$$

ahol

$$\tau_{\max}(s_i, s_{i+1}) = \int_{s_i}^{s_{i+1}} \sigma_{\max}(\mathbf{p}(s')) ds'$$

az  $i$ -edik szuper-voxellel történő metszésként kapott sugárszegmensnek a kioltási tényező felső korlátja alapján számított *optikai mélysége*.

A sugármasírozás és a javasolt algoritmus közti fontos különbség, hogy a  $\Delta s_i = s_{i+1} - s_i$  lépésközök nem konstansok. Így az  $s_i$  mintapontokat a sugár és a szuper-voxel rács metszéspontjai határozzák meg, azok mindig cella határra esnek.

Amennyiben az  $n$ -edik lépésben a fenti egyenlőtlenségek teljesülnek, megtaláltuk a szóródási pontot tartalmazó szuper-voxelt. A szóródási pont pontos helyének meghatározásához az alábbi egyenletnek az  $s$  ismeretlenre történő meg-

oldását használjuk:

$$\tau(s_{n-1}, s) = -\log(1 - r) - \sum_{i=0}^{n-2} \tau_{\max}(s_i, s_{i+1}) \quad (8)$$

ahol a jobb oldal az egyenletesen felvett  $r$  minta és az előzőleg meglátogatott szuper-voxelek optikai mélysége alapján számolható.

Mivel az alkalmazott felső becslés a szuper-voxelben konstans ezért végső soron a  $\tau(s_i, s) = \tau_{\text{sample}} - \tau_e$  egyenletet kell megoldanunk.

### 3.3. A teljes algoritmus

Az algoritmus a szóródási pont ( $\mathbf{p}$ ) megkereséséhez a foton kezdőpontjából ( $\mathbf{p}_{\text{start}}$ ) indul el  $\boldsymbol{\omega}$  irányba egy dupla ciklusban. A külső ciklus felelős a valódi vagy virtuális találatok eldöntésért. A belső ciklus a 3D DDA bejárása a szuper-voxel tömbnek.

```

SuperVoxelTraversal(  $\mathbf{p}_{\text{start}}, \boldsymbol{\omega} \Rightarrow \mathbf{p}$  )
  do // Addig megyünk míg valódi szóródási pontot nem találunk
     $\tau_{\text{sample}} = -\log(1 - \text{rnd}());$  // A mintapont optikai mélysége
     $\mathbf{o} = \mathbf{p}_{\text{start}}; s_{\mathbf{o}} = 0; \tau_{\mathbf{o}} = 0;$  // Kilépési pont
    while  $\tau_{\mathbf{o}} < \tau_{\text{sample}}$  do // 3D DDA ciklus
       $\mathbf{e} = \mathbf{o}; s_{\mathbf{e}} = s_{\mathbf{o}}; \tau_{\mathbf{e}} = \tau_{\mathbf{o}};$  // Belépési pont
       $s_{\mathbf{o}} =$  A következő metszéspont sugárparamétere;
      if (kiléptünk a közegből) return "Nincs szóródás";
       $\mathbf{o} = \mathbf{r} + s_{\mathbf{o}}\boldsymbol{\omega};$  // Következő kilépési pont
       $\tau_{\mathbf{o}} = \tau_{\mathbf{e}} + (s_{\mathbf{o}} - s_{\mathbf{e}}) \cdot \tau_S;$ 
    endwhile
     $\mathbf{p} = \mathbf{p}_{\text{start}} + s\boldsymbol{\omega};$  // Következő szóródási pont
     $P_{\text{real}} = \sigma_t(\mathbf{p})/\sigma_{\text{max}};$  // A valódi szóródás valószínűsége
    while ( $\text{rnd}() > P_{\text{real}}$ ); // Valódi vagy virtuális?
  return "Szóródás"; // Valódi szóródási pont
end

```

A külső ciklus egy generált egyenletes álvéletlen szám felhasználásával mintavételezi az optikai mélységet ( $\tau_{\text{sample}}$ ). Ezután a belső ciklus bejárja a szuper-voxeleket, nyilvántartva azok belépési és kilépési pontjainak sugár paramétereit, és a hozzájuk tartozó optikai mélységet. Kezdetben a belépési pont a sugár kezdőpontja (nulla sugár paraméterrel és optikai mélységgel), majd minden szuper-voxel meglátogatásakor frissítjük ezt az aktuális cella kilépési pontjának optikai mélységre. A belső ciklus addig tart, míg az akkumulált optikai mélység meg nem haladja a mintapont optikai mélységét. Ekkor az adott szuper-voxelben kell megkeresnünk a valódi szóródási pontot, amely mint láttuk a sugár paraméter lineáris függvényeként számítható.

A szóródási pontban kiértékelt sűrűség függvény alapján dönt a külső ciklus a virtuális vagy valós szóródás között.



## 4. Eredmények

A javasolt szabad úthossz mintavételezést procedurálisan generált szóró közegben vizsgáltuk. Az algoritmust CUDA környezetben implementáltuk és NVIDIA GeForce 480GTX GPU-n futtatuk.

### 4.1. Perlin zajjal generált inhomogén szóró közeg megjelenítése

Első lépésben kétféle sűrűség variációjú modellen vizsgáltuk az algoritmust. A két felhő modellt 8- és 12-oktávú Perlin zajjal generáltuk, mely  $256^3$  és  $4096^3$  effektív felbontásnak felel meg. A felsőbecslést tartalmazó super-voxel tömb mindkét esetben  $16^3$  felbontású. A szintereket egy-egy pontforrással világítottuk meg.

A lövő fázisban 8 millió fotont szimuláltunk. Az illuminációt gyűjtő super-voxelek felbontása  $64^3$  és  $256^3$ .

Az 1-es táblázatban található a klasszikus sugár masírozás (RM), Woodcock keresés, és az új módszer összehasonlítása.

Jól látszik, hogy az általunk javasolt algoritmus már kis felbontás esetén is gyorsabb mint a sugár masírozás és a Woodcock keresés. Nagy felbontású sűrűség mező esetén az új módszer lényegesen jobb lesz a Woodcock keresésnél, különösen abban az esetben ha a sűrűség mező nagy variációjú.

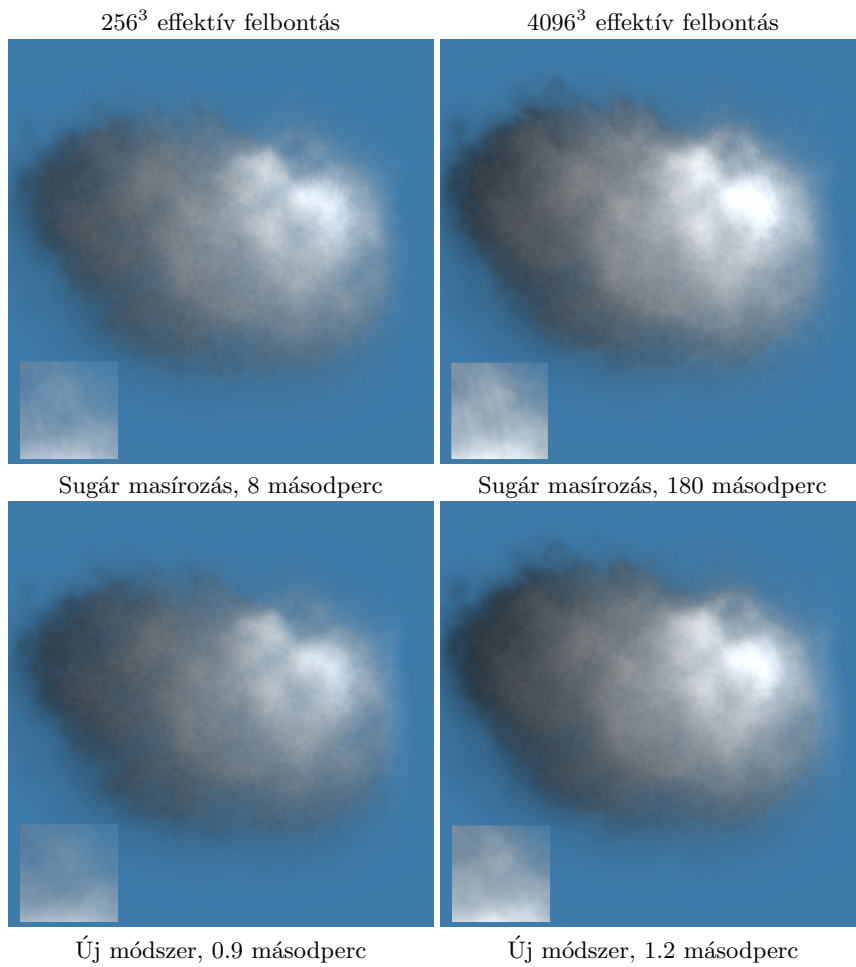
Method	LV/256 <sup>3</sup>	HV/256 <sup>3</sup>	LV/4096 <sup>3</sup>	HV/4096 <sup>3</sup>
RM	1.1	1.0	0.05	0.05
Woodcock	3.3	2.0	2.2	1.2
Új algoritmus	9.1	8.1	5.2	4.9

1. táblázat. Egy másodperc alatt szimulált fotonok száma kis- és nagy-variációjú felhő modellek esetén (millió/másodperc)

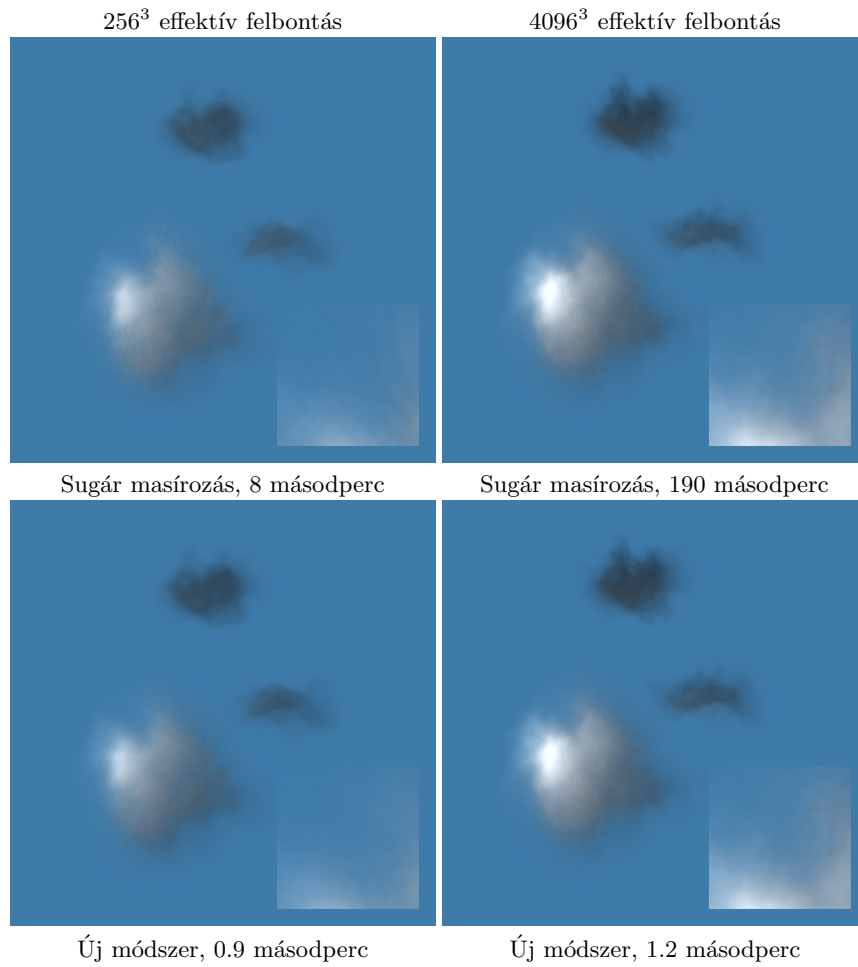
A felbontás növelésével a sugármasírozás nagyon lassú lesz, szemben a Woodcock módszerrel és az általunk javasolt módszerrel. Az új módszer előnye az inhomogén közeg esetén szembeötlő (2. táblázat).

Method	256 <sup>3</sup>	512 <sup>3</sup>	2048 <sup>3</sup>	8182 <sup>3</sup>	32768 <sup>3</sup>
RM	1.1	0.5	0.1	0.02	0.005
Woodcock	3.3	2.9	2.5	2.0	1.6
Új algoritmus	9.1	7.8	7.1	5.8	5.1

2. táblázat. Az algoritmusok skálázhatósága. Az értékek millió sugár per másodpercben adottak a felhő modell felbontásának figyelembe vételével. Jól látszik, hogy az új módszer még nagyon nagy felbontás esetén is viszonylag kis teljesítmény csökkenést mutat.



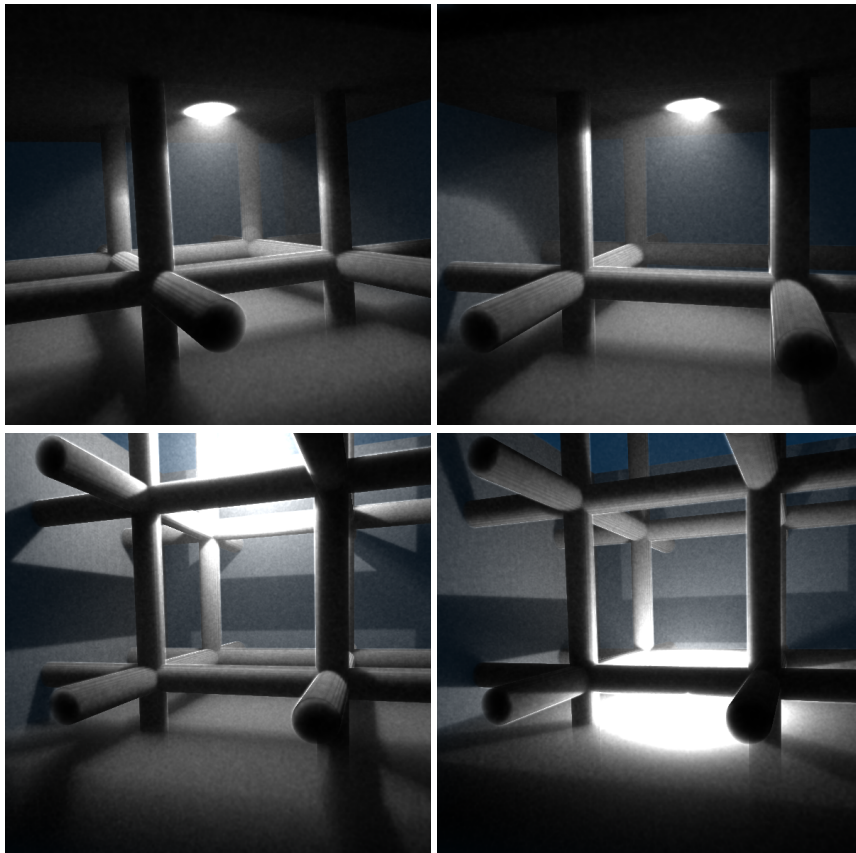
5. ábra. Magányos felhő, kis variációjú modellje  $256^3$  és  $4096^3$  felbontásban. A szuper-voxel tömb  $16^3$  felbontású. A képek 8 millió foton szimulációjával készültek.



6. ábra. Összetett felhő, nagy variációjú modellje 256<sup>3</sup> és 4096<sup>3</sup> felbontásban. A szuper-voxel tömb felbontása 16<sup>3</sup>. A képek 8 millió foton szimulációjával készültek.

#### 4.2. Fényelnyelő anyag a közegben

Az általunk javasolt módszer módosítás nélkül felhasználható a színtérben jelenlévő fényelnyelő anyagok esetén is. Az alábbi szinterek egy-egy pontszerű fényforrással vannak megvilágítva.



7. ábra. Fényelnyelő anyag jelenléte a szóró közegben. A köd sűrűség mezője  $4096^3$  felbontású. A szuper-voxel tömb  $64^3$  felbontású. A képek 20 millió foton szimulációjával készültek.

Jól láthatóan az új algoritmus lényegesen jobban teljesít mint az összehasonlításban szereplő másik két módszer (3-ik táblázat). A kismértékű teljesítmény romlást az okozza, hogy a fényelnyelő részek miatt kevésbé pontosan közelíthető a sűrűség mező a szuper-voxel rácsban.

Method	RM	Woodcock	Új módszer
Foton/másodperc	0.04M	2.1M	4.9M

3. táblázat. Egy másodperc alatt szimulált fotonok száma fényelnyelő anyag jelenléte esetén

## 5. Összefoglalás

Az általunk javasolt új módszer a szabad úthossz mintavételezésére és az optikai mélység számítására lehetőséget teremt inhomogén szóró közegben a többszörös szóródás hatékony szimulációjára. Az új módszer segítségével bemutattunk egy hatékony módszert nagyfelbontású procedurális modelleken végzett szóródás szimulációra.

Az új módszer nagy előnye a korábbiakhoz képest, hogy a számítások komplexitása csak a szuper-voxelektől függ, így nagyon nagy felbontású modellek is kiszámíthatóak másodpercek alatt.

### Köszönetnyilvánítás

A kutatást a TeraTomo projekt keretében a nemzeti Kutatási és Technológiai Hivatal, OTKA K-719922 és a "A felsőoktatás minőségének javítása a kutatás-fejlesztés-innováció-oktatás fejlesztésén keresztül" (TÁMOP-4.2.1/B-09/1/KMR-2010-0002) tudományos program támogatta.

### Hivatkozások

1. ANSWERS.: <http://www.sercoassurance.com/answers/resource/pdfs/hole.pdf>.
2. AMANATIDES J., WOO A.: A fast voxel traversal algorithm for ray tracing. In *Proceedings of Eurographics '87* (1987), pp. 3–10.
3. COOK R. L., DE ROSE T.: Wavelet noise. In *Computer Graphics (SIGGRAPH '05 Proceedings)* (2005), pp. 803–811.
4. COLEMAN W.: Mathematical verification of a certain monte carlo sampling technique and applications of the technique to radiation transport. *Problems. Nuclear Science and Engineering* 32 (1968), 76–81.
5. CEREZO E., PÉREZ F., PUEYO X., SERON F. J., SILLION F. X.: A survey on participating media rendering techniques. *The Visual Computer* 21, 5 (2005), 303–328.
6. CHA D., SON S., IHM I.: GPU-assisted high quality particle rendering. *Computer Graphics Forum* 28, 4 (2009), 1247–1155.
7. DUTRE P., BEKAERT P., BALA K.: *Advanced Global Illumination*. A K Peters, 2003.
8. EBERT D., MUSGRAVE K., PEACHEY D., PERLIN K., WORLEY S.: *Texturing and Modeling: A Procedural Approach*. Morgan Kaufmann, 2003.
9. FATTAL R.: Participating media illumination using light propagation maps. *ACM Trans. Graph.* 28, 1 (2009), 1–11.

10. FUJIMOTO A., TAKAYUKI T., KANSEI I.: Arts: Accelerated ray-tracing system. *IEEE Computer Graphics and Applications* 6, 4 (1986), 16–26.
11. JENSEN H. W., CHRISTENSEN P. H.: Efficient simulation of light transport in scenes with participating media using photon maps. *SIGGRAPH '98 Proceedings* (1998), 311–320.
12. LANGUENOU E., BOUATOUCH K., CHELLE M.: Global illumination in presence of participating media with general properties. In *Eurographics Workshop on Rendering* (1995), pp. 69–85.
13. LEPPANENA J.: Performance of Woodcock delta-tracking in lattice physics applications using the Serpent Monte Carlo reactor physics burnup calculation code. *Annals of Nuclear Energy* (2010). In Press.
14. LEWIS J. P.: Algorithms for solid noise synthesis. In *Computer Graphics (SIGGRAPH '89 Proceedings)* (1989), pp. 263–270.
15. PERLIN K.: An image synthesizer. In *Computer Graphics (SIGGRAPH '85 Proceedings)* (1985), pp. 287–296.
16. PAULY M., KOLLIG T., KELLER A.: Metropolis light transport for participating media. In *Rendering Techniques* (2000), pp. 11–22.
17. QIU F., XU F., FAN Z., NEOPHYTOS N.: Lattice-based volumetric global illumination. *IEEE Transactions on Visualization and Computer Graphics* 13, 6 (2007), 1576–1583.
18. RAAB M., SEIBERT D., KELLER A.: Unbiased global illumination with participating media. In *Monte Carlo and Quasi-Monte Carlo Methods 2006*. Springer, 2008, pp. 591–606.
19. RUSHMEIER H., TORRANCE K.: The zonal method for calculating light intensities in the presence of a participating medium. In *SIGGRAPH 87* (1987), pp. 293–302.
20. RUSHMEIER H.: Rendering Participating Media: Problems and Solutions from Application Areas. In *Proceedings of the 5th Eurographics Workshop on Rendering* (1994), pp. 35–56.
21. SZIRMAY-KALOS L., TÓTH B., MAGDICS M., CSÉBFALVI B.: Efficient free path sampling in inhomogeneous media. In *Eurographics Poster* (2010).
22. WOODCOCK E., MURPHY T., HEMMINGS P., LONGWORTH S.: Techniques used in the GEM code for Monte Carlo neutronics calculation. In *Proc. Conf. Applications of Computing Methods to Reactors, ANL-7050* (1965).