MATEMATICKO-FYZIKÁLNA FAKULTA
UNIVERZITY KOMENSKÉHO V BRATISLAVE

RIGORÓZNA PRÁCA

SIMULÁCIA ODOZVY
MIÓNOVÝCH POČíTAČOV

Študent: Mgr. Peter Holík
Katedra jadrovej fyziky Univerzity Komenského v Bratislave

Školiteľ: RNDr. Stanislav Tokár, CSc.
Katedra jadrovej fyziky Univerzity Komenského v Bratislave

2000

Obsah

1 Úvod

Scintilačné počítače sú veľmi dôležitou časťou trigerových systémov súčasných detektorov fyziky vysokých energií. Pre trigerový systém experimentu CDF bolo odskúšaných niekoľko prototypov miónových scintilačných počítačov s netradičným zberom svetla. V novonavrhovanom systéme zberu je informácia (svetelný signál) čítaná prostredníctvom zväzku vlákien, ktoré posúvajú vlnovú dĺžku (WLS - wave length shifter) preneseného svetla, umiestneného pozdĺž dlhšej strany miónového počítača. Pre lepšie pochopenie vlastností takéhoto počítača bol napísaný simulačný kód na zistenie odozvy počítača a niektoré nasimulované výsledky porovnané s reálne nameranými hodnotami.

V prvej časti sme simulovali odozvu niekoľkých miónových počítačov so zberom svetla pomocou zväzku vlákien. Simulácia prebiehala za predpokladu minimálne ionizujúcej častice prechádzajúcej počítačom a cieľom bolo porovnanie s výsledkami dosiahnutými pomocou lúčov kozmických miónov.

V druhej časti sme simulovali odozvu scintilačnej tyče CDF (Collider Detector at Fermilab) TOF (Time of Flight detector) systému. TOF scintilačná tyč je základnou súčasťou TOF detektora v CDF experimente. Tento detektor bude mať cylindrický tvar a bude zložený z veľa scintilačných tyčí zmontovaných paralelne jedna k druhej. Simulácia odozvy scintilačnej tyče je dôležitou pri výbere jej konkrétneho typu (napríklad spôsob zberu svetla, počet fotonásobičov použitých pre jednu scintilačnú tyč). Cieľom tejto časti práce je navrhnúť jednu z niekoľkých možných schém, ktorú budeme študovať a testovať, aby sme v budúcnosti zdokonalili tento detektor.

2 Simulácia odozvy miónového počítača

2.1 Podmienky simulácie

Simulovali sme odozvu rôznych miónových počítačov so zberom svetla pomocou zväzku vlákien, umiesteného pozdĺž dlhšej strany počítača, na prechod miónu (Obr. 1). Bod dopadu miónu sa menil pozdĺž súradnice Y (v smere dlhšej strany počítača), zatiaľ čo súradnica X (v smere kratšej strany tyče) má konštantnú hodnotu v strede tyče. Predpokladali sme, že energetické straty miónu v scintilátore sú dané Bethe-Blochovou formulou a v prípade potreby môžeme použiť Landauove fluktuácie získané simuláciou pomocou balíka GEANT. To nám umožňuje dostať na výstupe nielen stredné odozvy dvoch fotonásobičov, ale aj celé spektrum počtu zaregistrovaných fotoelektrónov a časový priebeh impulzu vytvorený prechádzajúcim miónom. Predpokladá sa, že tyč je obalená v hliníkovej fólii s odrazovým faktorom 0.8 pre menšie vstupné uhly ako je kritický uhol a 1.0 pre ostatné uhly. V simuláciách sme mohli meniť nasledujúce parametre:

- rozmery počítača,
- odrazový faktor zväzku vlákien,
- zoslabovacia dĺžka scintilátora,
- zoslabovacia dĺžka zväzku vlákien.

2.2 Štruktúra programu

Hlavnou úlohou simulačného programu je nájdenie odozvy scintilačného počítača, t.j. počet fotoelektrónov produkovaných na fotokatóde, na prechod miónu.

V inicializačnej časti programu sú načítané vstupné dáta, ako sú rozmery počítača, súradnice bodu prechodu miónu, odrazové koeficienty, zoslabovacie dĺžky, atď. V záujme efektívnej simulácie s potrebnou presnosťou simulujeme efektívny počet fotónov namiesto reálneho počtu. Na začiatku vypočítame počet fotónov N_{real} vytvorených prechádzajúcim miónom použitím energie, ktorú uložil v scintilátore a efektívnej energie potrebnej na vytvorenie jedného fotónu. Použitím tohto počtu dostaneme počiatočnú váhu W_0 pre každý fotón:

$$W_0 = \frac{N_{real}}{N_{eff}} \tag{1}$$

kde N_{eff} je počet simulovaných fotónov načítaný zo vstupného súboru. Máme dve možnosti stanovenia energetických strát prechádzajúceho miónu. Prvá sa riadi Bethe-Blochovou formulou a druhá spektrom energetických strát získaným simulačným programom založeným na balíku GEANT so zabudovanými Landauovými fluktuáciami.

Po stanovení počiatočnej váhy W_0 sa vykoná cyklus cez všetky simulované fotóny. Ten pozostáva z generovania miesta vzniku fotónu a následného transportu v scintilačnej tyči a prípadne vo zväzku vlákien.

Transport fotónu v scintilátore.

Miesto vzniku fotónu (X_0, Y_0, Z_0) je rovnako pravdepodobné v celom objeme efektívnej zóny prechodu miónu. Táto zóna je v reálnom experimente vybraná pomocou dvoch prekrývajúcich sa scintilačných detektorov pracujúcich v koincidencii. Smer pohybu fotónu (Obr. 2) je tiež rovnomerne rozdelený cez celý priestorový uhol. Kvôli efektívnosti simulácie vylučujeme fotóny s uhlami $\theta \in \langle 0, \theta_{thr} \rangle$ a $\theta \langle \pi - \theta_{thr}, \pi \rangle$ rovnako ako fotóny s uhlom ϕ okolo $\pi/2$ a $3/2\pi$. V tomto smere vytvorené fotóny by sa veľa krát odrážali od stien počítača a tak by mali v scintilátore dlhú trajektóriu. Preto ich môžeme zanedbať.

Transport fotónu v scintilačnej tyči je založený na výpočte dĺžky jeho trajektórie od miesta jeho vzniku po miesto jeho absorpcie vo zväzku vlákien a počtom odrazov, ktoré daný fotón vykoná. Všetky tieto hodnoty sú jednoznačne dané miestom vzniku fotónu a jeho smerom pohybu. Dĺžka trajektórie fotónu l_{sci} môže byť vyjadrená:

$$l_{sci} = \begin{cases} \frac{2 \cdot A - X_0}{\cos\phi \cdot |\sin\theta|} & \text{for } \phi \in \langle -\frac{\pi}{2}, \frac{\pi}{2}) \\ \frac{-X_0}{\cos\phi \cdot |\sin\theta|} & \text{for } \phi \in \langle \frac{\pi}{2}, \frac{3}{2} \cdot \pi) \end{cases}$$

Počet odrazov od stien počítača závisí od uhlov θ, ϕ a rozmerov počítača:

$$n_1 = \begin{cases} int\{(Y_0 + l_{sci} \cdot \sin\phi)/B\} & \text{for } \phi \in \langle 0, \pi) \\ int\{(B - Y_0 - l_{sci} \cdot \sin\phi)/B\} & \text{for } \phi \in \langle \pi, 2\pi) \end{cases} \tag{2}$$

$$n_2 = \begin{cases} 1 & \text{for } \phi \in \langle -\frac{\pi}{2}; \frac{\pi}{2}) \\ 0 & \text{for } \phi \in \langle \frac{\pi}{2}, \frac{3\pi}{2}) \end{cases} \tag{3}$$

$$n_3 = int\{(|Z_0 + \frac{l_{sci}}{\tan\theta}|/C + 0.5)]\} \tag{4}$$

kde $int\{\}$ je symbol pre celú časť, n_1, n_2, n_3 sú počty odrazov od stien XZ,

YZ a XY a A, B, C sú rozmery scintilátora (pozri Obr. 1). Tiež neuvažujeme fotóny s väčším počtom odrazov ako je načítané maximum. Napríklad, ak by sme použili hodnotu 0.85 ako odrazový koeficient, pravdepodobnosť prežitia fotónu po 50 odrazoch je 3.10^{-4}. Fotón má pri každom odraze nenulovú pravdepodobnosť absorbcie. Vždy treba rozhodnúť medzi dvoma rôznymi prípadmi, a to buď je uhol odrazu fotónu menší alebo väčší ako kritický uhol θ_{crit}. V prvom prípade je koeficient odrazu menší a jeho hodnota závisí od kvality odrazového obalu. V druhom prípade má fotón väčšiu pravdepodobnosť prežiť. Použitím dvoch predchádzajúcich odrazových faktorov môžeme vyjadriť pravdepodobnosť prežitia fotónu:

$$P = R_1^{n_1} \cdot R_2^{n_2} \cdot R_3^{n_3} \exp(-\frac{l_{sci}}{\lambda_{sci}}) \tag{5}$$

kde λ_{sci} je zoslabovacia dĺžka scintilátora a R_i je reflekčný koeficient od steny XZ ($i = 1$), YZ ($i = 2$) a XY ($i = 3$):

$$R_i \approx \begin{cases} 0.85 & \text{for } \theta_{ref} < \theta_{crit} \\ 1 & \text{for } \theta_{ref} > \theta_{crit} \end{cases}$$

Totálna váha fotónu vstupujúceho do zväzku vlákien, ak uvažujeme jeho vstupnú váhu W_0, ktorá je daná použitím efektívneho počtu fotónov namiesto reálneho, sa dá vyjadriť vzťahom:

$$W_{sci} = W_0 \cdot P \tag{6}$$

Transport fotónu vo zväzku vlákien.

Fotón vstupujúci do zväzku vlákien má nenulovú pravdepodobnosť byť zachytený a spôsobiť emisiu fotónu s posunutou vlnovou dĺžkou, ktorý je ďalej transportovaný vo zväzku vlákien k fotonásobiču, ktorý ho môže transformovať na reálny signál (fotoelektróny). Akt absorbcie a následnej emisie fotónu môže byť charakterizovaný parametrom (α), ktorý môže byť v princípe vypočítaný alebo nameraný. Parameter α je počet fotónov emitovaných zväzkom vlákien na jeden vstupujúci fotón zo scintilátora.

Transport fotónu vo zväzku vlákien môže byť charakterizovaný efektívnou zoslabovacou dĺžkou (λ_{fib}), odrazovým koeficientom od konca zväzku (R_{fib}) a koeficientom fotokonverzie, ktorý je daný kvantovou účinnosťou fotokatódy. Nakoniec sa pravdepodobnosť, že "scintilačný" fotón vstupujúci do zväzku vlákien bude konvertovaný na reálny signál, dá vyjadriť pomocou vzťahu:

$$W_{fib} = \frac{\alpha}{2} \cdot (\exp(-\frac{l_{fib}}{\lambda_{fib}}) + R_{fib} \cdot \exp(-\frac{2 \cdot B - l_{fib}}{\lambda_{fib}}) \tag{7}$$

kde l_{fib} je vzdialenosť miesta vzniku fotónu vo zväzku vlákien od fotonásobiča. Vzťah 7 odráža fakt, že fotón má vo zväzku vlákien rovnakú pravdepodobnosť šíriť sa k obom koncom zväzku vlákien. Celkový signál (S) vyvolaný prechodom miónu scintilačným detektorom je definovaný vzťahom:

$$S = \sum_{i=1}^{N_{eff}} W_{fib}^{i} \cdot W_{sci}^{i} \tag{8}$$

kde i je index simulovaného fotónu.

2.3 CSP počítač

Ako prvý sme simulovali prototyp CSP miónového počítača s rozmermi 300x30x2 cm^3. Príklad výsledného histogramu, kde môžeme vidieť spektrum registrovaných fotoelektrónov, je na Obr. 3. Pre tento počítač sme použili nasledovné parametre: súradnica X bodu prechodu miónu počítačom 15 cm, zoslabovacia dĺžka scintilátora 100 cm, zoslabovacia dĺžka zväzku vlákien 200 cm, odrazový koeficient zväzku vlákien 60 %, 50 % (konce zväzku vlákien sú pohliníkované) a 1 % (konce zväzku vlákien sú začiernené). Hodnoty súradnice Y bodu prechodu miónu počítačom (vzdialenosť od prednej steny počítača) a počtu vytvorených fotoelektrónov sú v tabuľke 1 a zobrazené na Obr. 4 pre $\lambda_{sci.} = 100$ cm a $\lambda_{fib.} = 200$ cm a na Obr. 5 pre $\lambda_{sci.} = 63$ cm a $\lambda_{fib.} = 270$ cm.

Tabuľka 1: CSP počítač; Počet fotoelektrónov verzus hodnota súradnice Y pre rôzne odrazové koeficienty zväzku vlákien (R_{fib}), $\lambda_{sci.}$ a $\lambda_{fib.}$

$Y_0(cm)$	signál (p.e.)			
	$\lambda_{sci.}$ = 100 cm $\lambda_{fib.}$ = 200 cm		$\lambda_{sci.}$ = 63 cm $\lambda_{fib.}$ = 270 cm	
	R_{fib} = 60 %	R_{fib} = 1 %	R_{fib} = 50 %	R_{fib} = 1 %
10	52.39	50.42	43.61	40.98
30	49.85	47.76	42.12	39.13
50	46.58	44.31	40.2	36.71
70	43.18	40.68	38.13	34.4
90	39.91	37.17	36.13	32.12
110	36.93	33.9	34.25	29.92
130	34.14	30.8	32.5	27.84
150	31.62	27.95	30.91	25.89
170	29.46	25.41	29.47	24.07
190	27.5	23.05	28.18	22.38
210	25.83	20.94	27.03	20.81
230	24.41	19.06	26.02	19.35
250	23.21	17.38	25.15	18.03
270	22.3	16.01	24.4	16.86
290	21.71	15.06	23.87	16.01

2.4 BSU počítač

BSU počítač má rozmery 180x17x2 cm^3. Použili sme 100 cm ako zoslabovaciu dĺžku scintilátora, 200 cm ako zoslabovaciu dĺžku zväzku vlákien, hodnotu súradnice X bodu prechodu miónu 9 cm a odrazový koeficient zväzku vlákien 50 % (konce zväzku vlákien sú pohliníkované) a 1 % (konce zväzku vlákien sú začiernené). Hodnoty rovnakých parametrov ako v prípade CSP počítača sú v tabuľke 5 a výsledky na Obr. 6 pre $\lambda_{sci.}$ = 100 cm a $\lambda_{fib.}$ = 200 cm a na Obr. 7 pre $\lambda_{sci.}$ = 63 cm a $\lambda_{fib.}$ = 200 cm.

Tabuľka 2: BSU počítač; Počet fotoelektrónov verzus hodnota súradnice Y pre rôzne odrazové koeficienty zväzku vlákien (R_{fib}), $\lambda_{sci.}$ a $\lambda_{fib.}$

$Y_0(cm)$	signál (p.e.)			
	$\lambda_{sci.} = 100$ cm $\lambda_{fib.} = 200$ cm		$\lambda_{sci.} = 63$ cm $\lambda_{fib.} = 200$ cm	
	$R_{fib} = 50$ %	$R_{fib} = 1$ %	$R_{fib} = 50$ %	$R_{fib} = 1$ %
10	71.46	64.97	62.09	55.58
30	68.01	61.01	59.07	52.01
50	63.88	56.2	55.5	47.73
70	59.81	51.37	52.05	43.5
90	56.07	46.79	48.97	39.53
110	52.84	42.63	46.28	35.88
130	49.95	38.79	44.	32.58
150	47.52	35.4	42.12	29.67
170	45.8	32.87	40.7	27.4

2.5 DUBNA počítač

DUBNA počítač má rozmery 320x30.5x2 cm^3. Použili sme zoslabovaciu dĺžku scintilátora 100 cm, hodnotu súradnice X bodu prechodu miónu 15 cm, odrazový koeficient zväzku vlákien 50 % a 60 % pre pohliníkované konce zväzku vlákien a 1 % pre začiernené konce zväzku vlákien. Odozvu tohto počítača sme simulovali pre dve hodnoty zoslabovacej dĺžky zväzku vlákien 200 and 250 cm. Nasimulované výsledky sú v tabuľke 3 a na Obr. 8 pre $\lambda_{fib.} = 200\ cm$ a na Obr. 9 pre $\lambda_{fib.} = 250\ cm$.

Tabuľka 3: DUBNA počítač; Počet fotoelektrónov verzus hodnota súradnice Y pre rôzne odrazové koeficienty zväzku vlákien (R_{fib}), $\lambda_{sci.}$ a $\lambda_{fib.}$

$Y_0(cm)$	signál (p.e.)			
	$\lambda_{sci.} = 100$ cm $\lambda_{fib.} = 200$ cm		$\lambda_{sci.} = 100$ cm $\lambda_{fib.} = 250$ cm	
	$R_{fib} = 50$ %	$R_{fib} = 1$ %	$R_{fib} = 60$ %	$R_{fib} = 1$ %
10	51.43	50.1	54.29	51.36
30	48.87	47.46	52.29	49.21
50	45.57	44.03	49.67	46.37
70	42.12	40.43	46.88	43.32
90	38.8	36.94	44.15	40.31
110	35.74	33.69	41.62	37.46
130	32.87	30.61	39.18	34.69
150	30.26	27.77	36.94	32.09
170	27.99	25.24	34.98	29.73
190	25.91	22.88	33.16	27.49
210	24.1	20.77	31.57	25.44
230	22.53	18.87	30.17	23.56
250	21.14	17.15	28.91	21.82
270	20.02	15.67	27.9	20.3
290	19.12	14.42	27.06	18.99
310	18.54	13.57	26.52	17.08

3 TOF scintilačná tyč

3.1 Podmienky simulácie

Simulovali sme odozvu CDF scintilačnej tyče so zberom svetla pomocou zväzku vlákien umiestneného pozdĺž dlhšej strany scintilačnej tyče (Obr. 10A, B) a tiež so štandardným zberom svetla s dvoma fotonásobičmi umiestnenými na koncových stranách scintilačnej tyče na prechod kozmického miónu (Obr. 10C). Podľa doterajších testov časové rozlíšenie fotonásobiča očakávame medzi 100 až 120 ps. TOF systém CDF je zložený z 460 scintilačných tyčí približne štvorcového prierezu (4x4 cm^2) o dĺžke 280 cm umiestnených do tvaru valca s polomerom 140 cm. Presnejšie, každá tyč má klinovitý prierez, ktorého špecifické rozmery sú: výška 1.575 palca, širšia/užšia šírka 1.589/1.543 palca (pre uhol 0.84°) a dĺžka 110 palcov. V prvom priblížení sme simulovali hranol s rozmermi 4 x 279.4 x 4 cm^3.

V schéme so štandardným zberom svetla sú dva fotonásobiče na oboch stranách scintilačnej tyče pripojené pomocou svetlovodov, zatiaľ čo v schéme so zberom svetla pomocou zväzku vlákien sú dva fotonásobiče na oboch stranách zväzku vlákien, ktorý je pozdĺž dlhšej strany scintilačnej tyče.

Prístup prezentovaný na Obr. 10A s použitím WLS pozdĺž počítača je citlivý na svetlo vstupujúce pod veľkými uhlami (väčšími ako je totálny uhol odrazu). Časť svetla prejde do zväzku vlákien, pričom sa zmení jeho vlnová dĺžka a šíri sa v ňom pod malými uhlami smerom k fotonásobiču (malé rozdiely v optických dráhach). Obávame sa, že to vnesie do simulácie ďalší (posuvný) čas a tiež jeho fluktuácie.

Predpokladáme, že bod dopadu miónu sa mení pozdĺž súradnice Y (v smere dlhšej strany tyče), zatiaľ čo súradnica X (v smere kratšej strany tyče) má konštantnú hodnotu v strede tyče. Vychádzali sme z toho, že energetické straty miónu sú dané Bethe-Blochovou formulou a v prípade potreby môžeme použiť Landauove fluktuácie získané simuláciou pomocou balíka GEANT. To nám umožňuje dostať na výstupe nielen stredné odozvy dvoch fotonásobičov, ale aj celé spektrum počtu zaregistrovaných fotolektrónov a časový priebeh impulzu vytvorený prechádzajúcim miónom. Predpokladá sa, že tyč je obalená v hliníkovej fólii s odrazovým faktorom 0.8 pre menšie vstupné uhly ako je kritický uhol a 1.0 pre ostatné uhly. V simuláciach sme mohli meniť nasledujúce parametre:

- scintilačnú zoslabovaciu dĺžku,
- zoslabovaciu dĺžku zväzku vlákien,
- relaxačný čas scintilátora,

- vzostupný čas (rise time) scintilátora,
- relaxačný čas zväzku vlákien,
- začiernenie zadnej steny,
- index lomu scintilátora,
- index lomu zväzku vlákien.

3.2 Výsledky simulácie

Simulovali sme TOF scintilačnú tyč s rozmermi 4 x 279.4 x 4 cm^3. Zaoberali sme sa dvoma hlavnými schémami:

- štandardná schéma zberu svetla s dvoma fotonásobičmi na oboch stranách scintilačnej tyče,
- schéma so zberom svetla pomocou zväzku vlákien umiestneného pozdĺž dlhšej strany scintilačnej tyče.

Druhý prípad mal dva varianty, bez (Obr. 10A) a so (Obr. 10B) vzduchovou vrstvou medzi scintilátorom a zväzkom vlákien.

Pre všetky prípady sme použili nasledujúce hodnoty parametrov:

- scintilačná zoslabovacia dĺžka 380 cm (podľa [1]),
- zoslabovacia dĺžka zväzku vlákien 270 cm,
- rovnaký index lomu pre scintilátor a zväzok vlákien $n = 1.58$,
- faktor odrazu 0.8 pre vstupný uhol menší ako je kritický uhol scintilátora,
- faktor odrazu 1.0 pre vstupný uhol väčší ako je kritický uhol scintilátora.

3.2.1 Štandardná schéma zberu svetla

Pre túto schému zberu svetla máme dve rôzne sady výsledkov, jednu zahrňujúcu do úvahy relaxačný čas scintilátora a jednu bez neho.

Ak predpokladáme, že generované fotóny sú po prechode miónu ihneď emitované a prenesené do zväzku vlákien (nulový relaxačný čas) a plocha prednej strany fotonásobiča je 4 cm^2, dostaneme nasledovné výsledné spektrum registrovaných fotoelektrónov - Obr. 11 pre súradnicu prechodu miónu scintilačnou tyčou Y = 260 cm (vzdialenosť od fotonásobiča 1). Príklad simulovanej časovej odozvy scintilačnej tyče je na Obr. 12 pre bod Y = 260 cm prechodu miónu scintilátorom. Celková závislosť času od polohy bodu, ktorým vstúpil nalietavajúci mión do scintilačnej tyče je na Obr. 13.

Analogické výsledky pre relaxačný čas scintilátora 3 ns sú na Obr. 14, 15.

3.2.2 Schéma so zberom svetla pomocou zväzku vlákien

Túto schému sme simulovali štyrmi rozličnými spôsobmi:

- nezačiernené konce scintilátora, okamžitú tvorbu fotónov v scintilátore a ich okamžitý prenos do zväzku vlákien,
- začiernené konce, okamžitú tvorbu a prenos,
- začiernené konce, relaxačný čas scintilátora 3 ns, relaxačný čas zväzku vlákien 8 ns,
- začiernené konce, relaxačný čas scintilátora 3 ns, relaxačný čas zväzku vlákien 8 ns a vzostupný čas scintilátora 0.9 ns.

Pre každý spôsob simulácie sme uvažovali 2 varianty, jeden bez a druhý so vzduchovou vrstvou.

1. Počet registrovaných fotoelektrónov pre súradnice prechodu miónu scintilačnou tyčou Y = 260 cm (vzdialenosť od fotonásobiča 1) a X = 2 cm je na Obr. 16. Hodnoty súradnice Y prechodu miónu scintilačnou tyčou, stredná hodnota a RMS hodnota času, ktorý potrebuje fotón, aby sa dostal z miesta vzniku v scintilátore do fotonásobiča (1 alebo 2) sú v tabuľke 4. Tieto výsledky sú zobrazené na Obr. 18 a 19 pre scintilačnú tyč so vzduchovou vrstvou. Každá stredná a RMS hodnota v tejto tabuľke je získaná z nezávislej simulácie časovej odozvy scintilačnej tyče. V tabuľke 5 sú stredná a RMS hodnota podobne ako v tabuľke 4, ale pre scintilačnú tyč so vzduchovou vrstvou medzi scintilátorom a zväzkom vlákien. Na Obr. 17 sú prezentované simulované časové odozvy pre scintilačnú tyč bez (horné obrázky) a so (dolné obrázky) vzduchovou vrstvou pre súradnicu prechodu miónu scintilačnou tyčou Y = 260 cm.

2. Rovnaké závislosti ako v spôsobe 1 sú na Obr. 20 - 23 pre začiernené konce scintilačnej tyče.

Tabuľka 4: Závislosť strednej a RMS hodnoty času signálu pre oba fotonásobiče scintilačnej tyče 4 x 279.4 x 4 cm^3 od súradnice Y.

y [cm]	20	50	80	110	140	170	200	230	260
Mean(1) [ns]	1.77	3.298	4.863	6.436	8.012	9.588	11.16	12.72	14.23
RMS(1) [ns]	1.752	1.650	1.58	1.518	1.451	1.367	1.243	1.079	0.8056
Mean(2) [ns]	14.21	12.7	11.14	9.563	7.985	6.408	4.834	3.27	1.743
RMS(2) [ns]	1.04	1.256	1.392	1.483	1.549	1.604	1.656	1.716	1.81

Tabuľka 5: Závislosť strednej a RMS hodnoty času signálu pre oba fotonásobiče scintilačnej tyče 4 x 279.4 x 4 cm^3 so vzduchovou vrstvou zanedbateľnej hrúbky medzi scintilátorom a zväzkom vlákien od súradnice Y.

y [cm]	20	50	80	110	140	170	200	230	260
Mean(1) [ns]	1.28	2.864	4.447	6.03	7.614	9.197	10.78	12.36	13.95
RMS(1) [ns]	0.148	0.148	0.148	0.148	0.148	0.148	0.148	0.148	0.148
Mean(2) [ns]	13.92	12.33	10.75	9.165	7.582	5.999	4.416	2.832	1.249
RMS(2) [ns]	0.148	0.147	0.148	0.147	0.148	0.147	0.147	0.148	0.147

3. Simulácia odozvy scintilačnej tyče v prvých dvoch spôsoboch bola založená na predpoklade okamžitej tvorby fotónov v scintilátore a ich okamžitom prenose do zväzku vlákien. V tomto prípade sme brali do úvahy aj relaxačný čas scintilátora a zväzku vlákien. Výsledky pre začiernené konce sú na Obr. 24 - 26 pre relaxačný čas scintilátora 3 ns a zväzku vlákien 8 ns.

4. V poslednom prípade sme vzali do úvahy aj vzostupný čas scintilátora. Uvažujeme ho ako čas potrebný pre vzrast svetelného signálu z 0.1 po 0.9 jeho amplitúdy. Časový profil generovaného svetelného signálu má tvar:

$$A(t) = A_M \cdot N_\tau \cdot \left(1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau_r}\right)\right) \cdot \exp\left(-\frac{t}{\tau_d}\right)$$

kde A je signál v čase t, A_M je amplitúda signálu, τ_r je charakteristický vzostupný čas, τ_d je relaxačný čas (decay time) a N je normalizačný faktor:

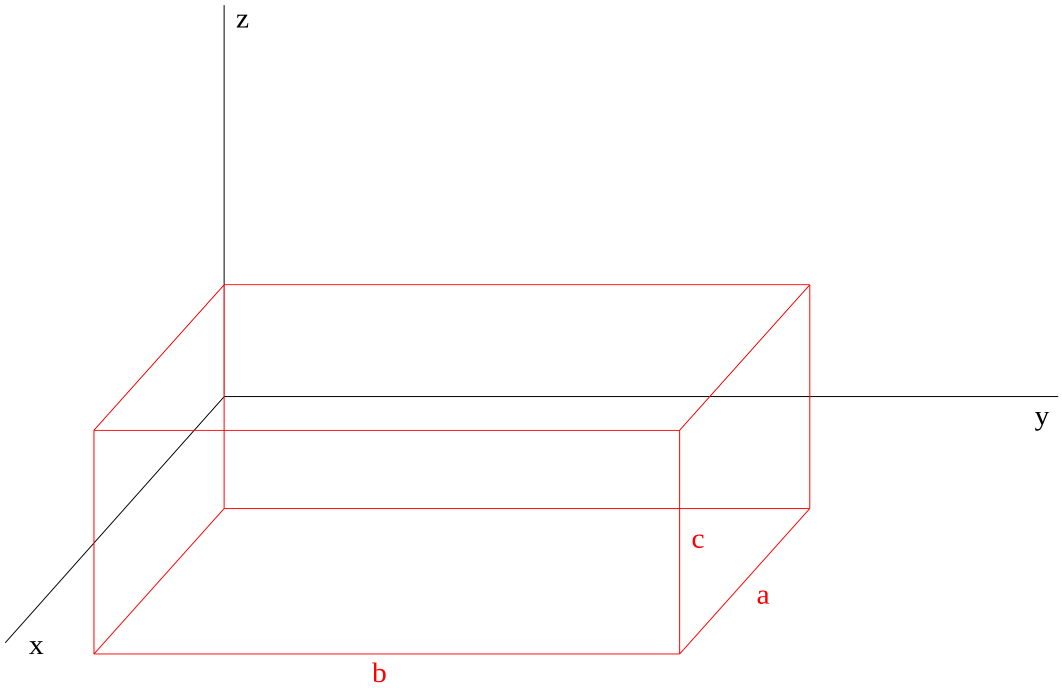
$$N_\tau = \left(1 + \frac{\tau_r}{\tau_d}\right)\left(\frac{1}{\tau_r} + \frac{1}{\tau_d}\right)^{\frac{\tau_r}{\tau_d}}$$

Výsledky pre začiernené konce, vzostupný čas scintilátora 0.9 ns, relaxačný čas scintilátora 3 ns a zväzku vlákien 8 ns sú na Obr. 27 - 29.

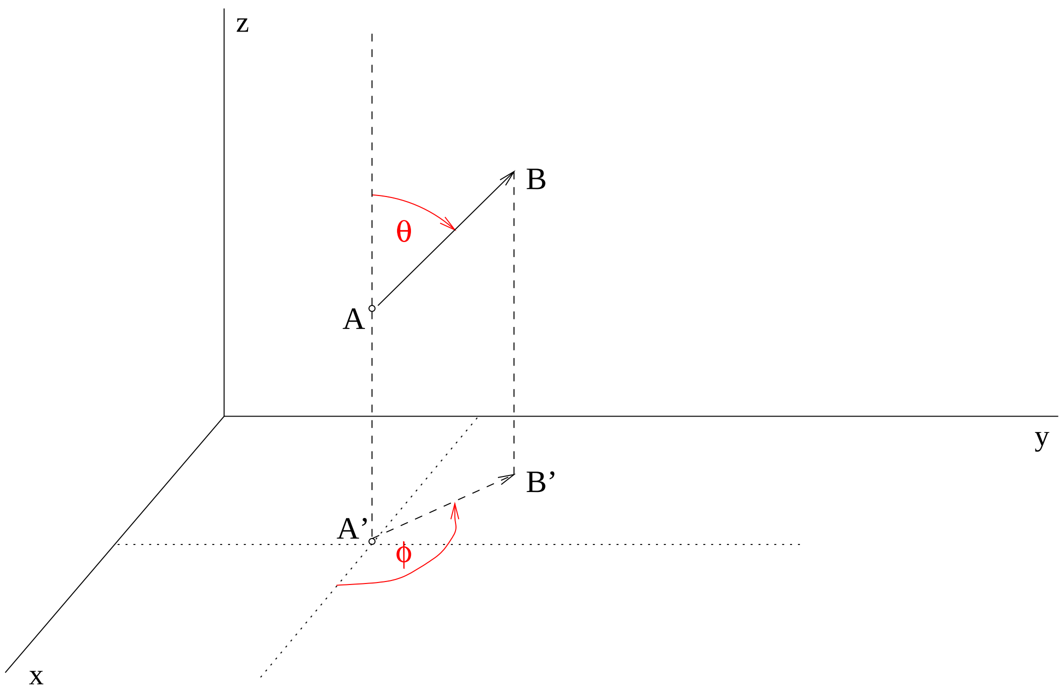
Literatúra

[1] K. Anikeev *et al.*, Scintillator bar quality tests for the TOF system, CDF/DOC/TOF/CDFR/5254, 1999.

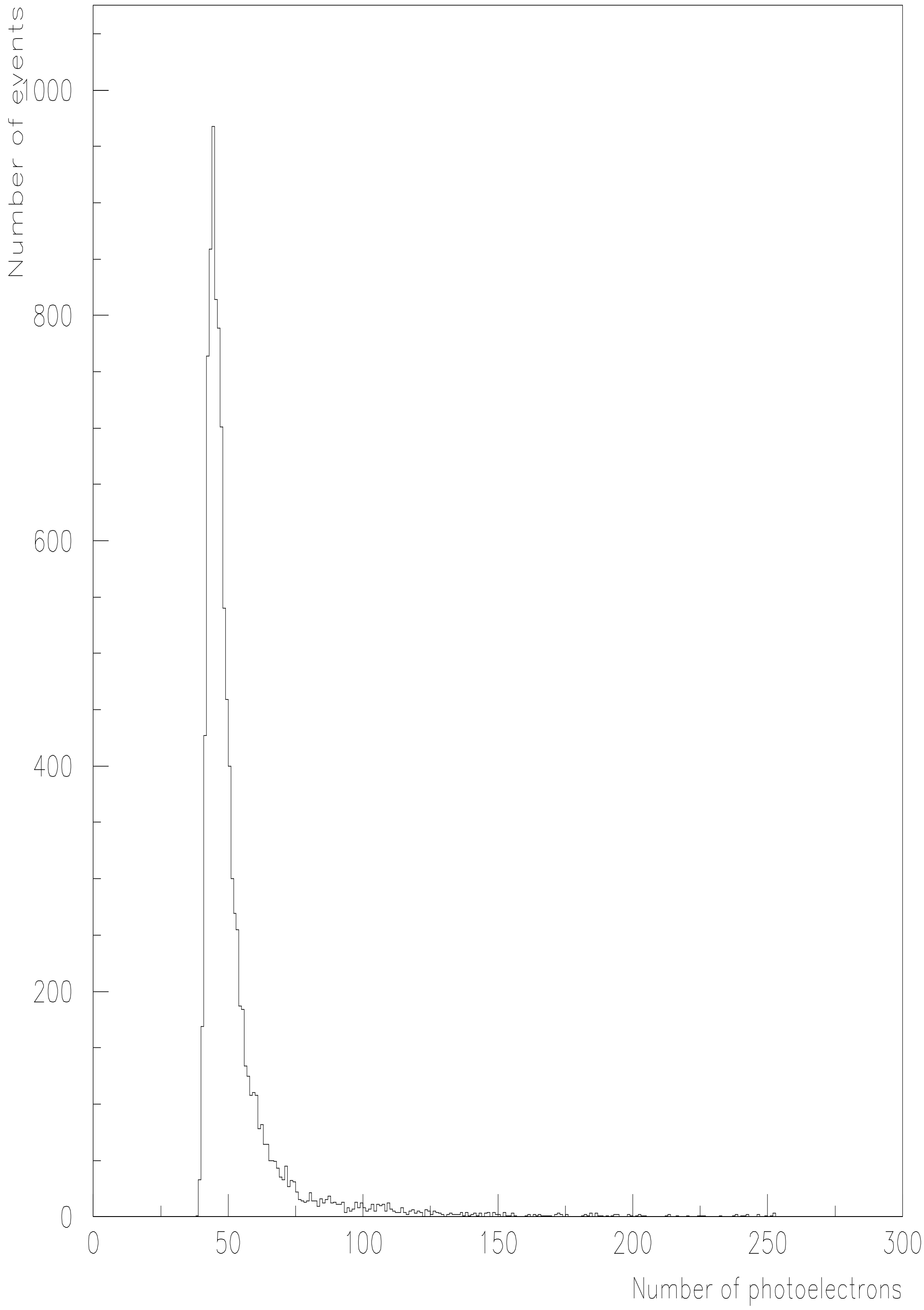
[2] P. Chirikov-Zorin *et al.*, Simulation of the muon counter response, CDF/DOC/MUON/PUBLIC/4916, 1999.



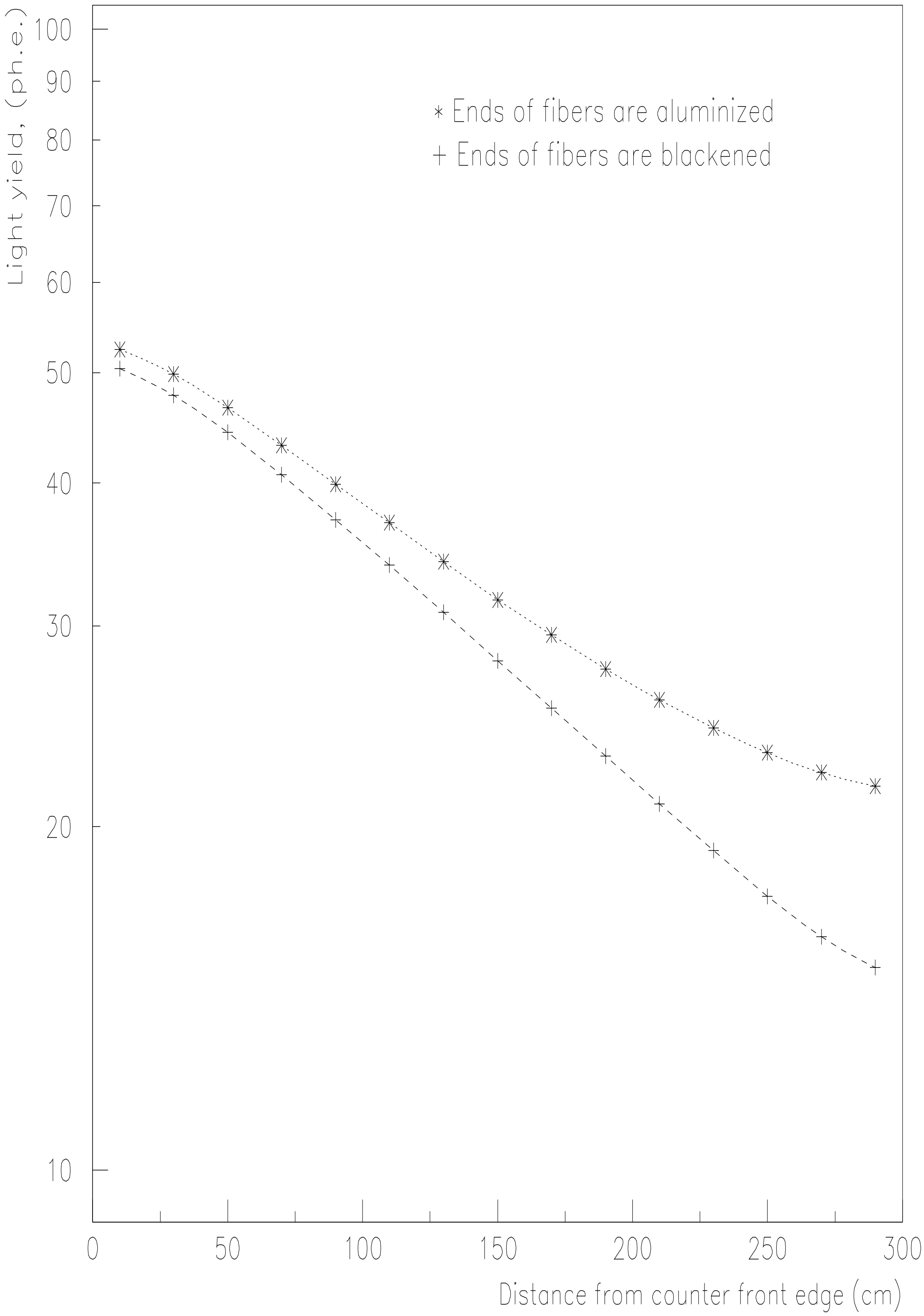
Obrázok 1: Scintilačná tyč.



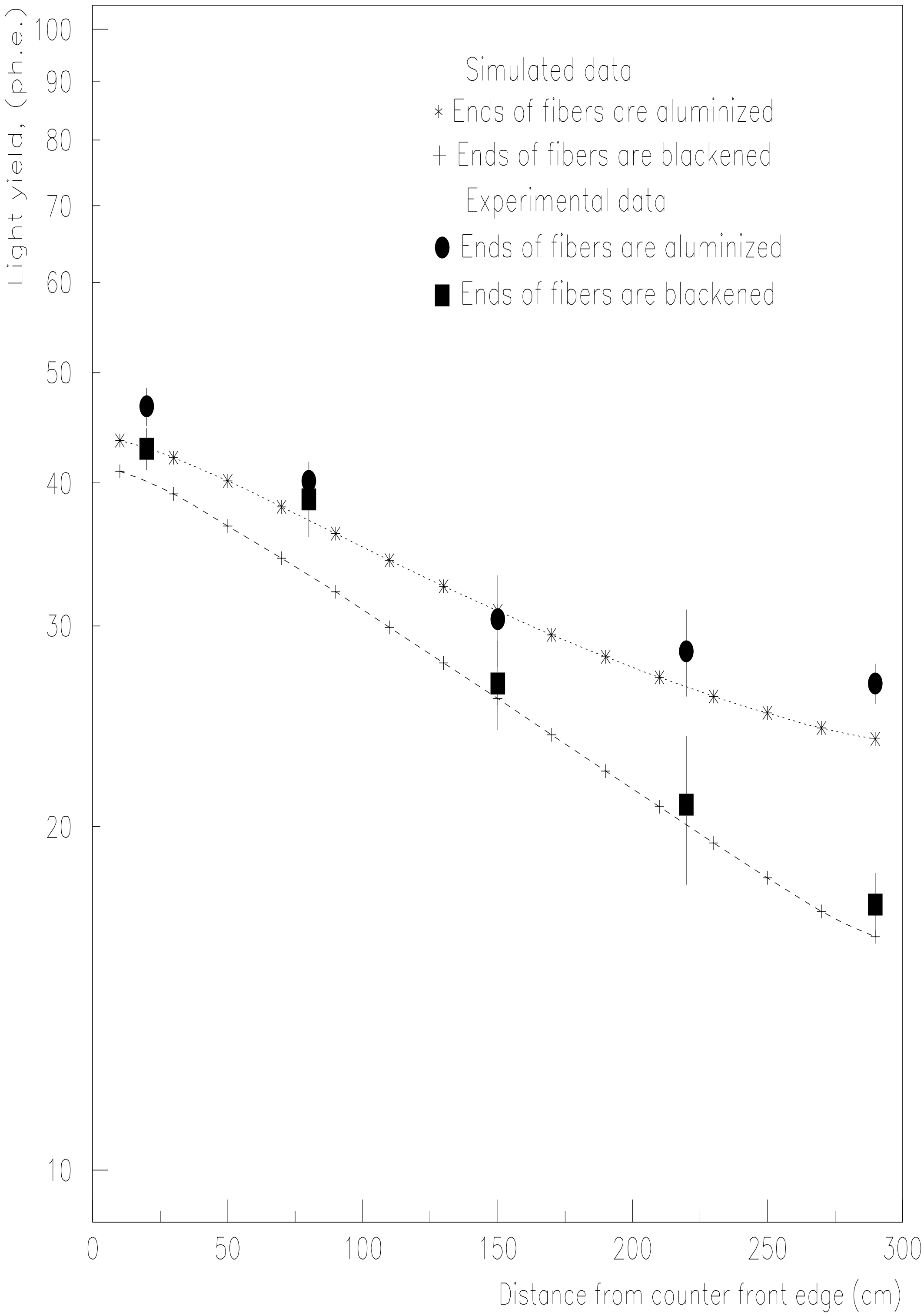
Obrázok 2: Definovanie smeru fotónu.



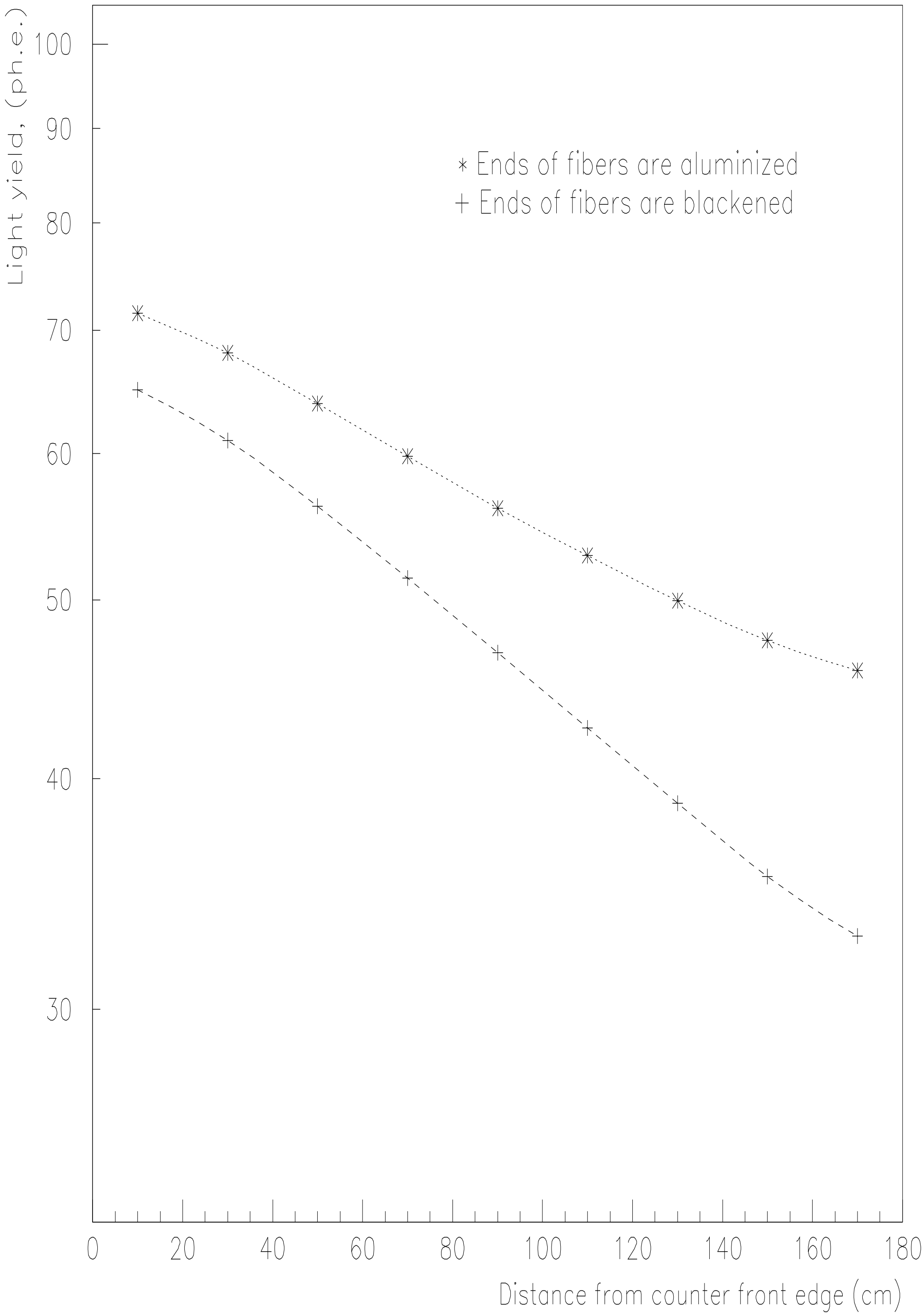
Obrázok 3: CSP počítač, $\lambda_{sci.} = 100$ cm, $\lambda_{fib.} = 200$ cm, $X_0 = 15$ cm, $Y_0 = 10$ cm, $R_{fib} = 1$ %.



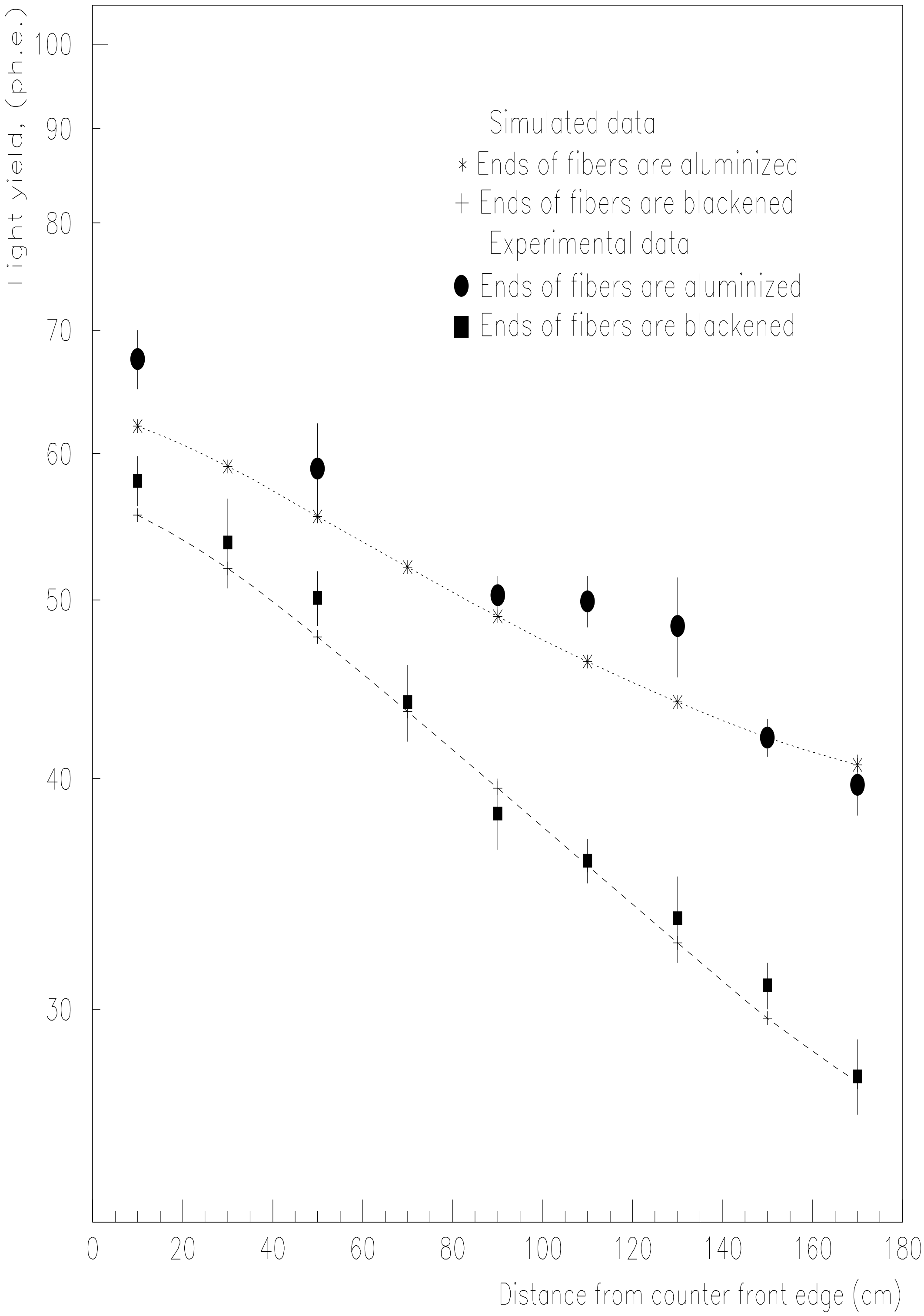
Obrázok 4: CSP počítač, $\lambda_{sci.} = 100$ cm, $\lambda_{fib.} = 200$ cm.



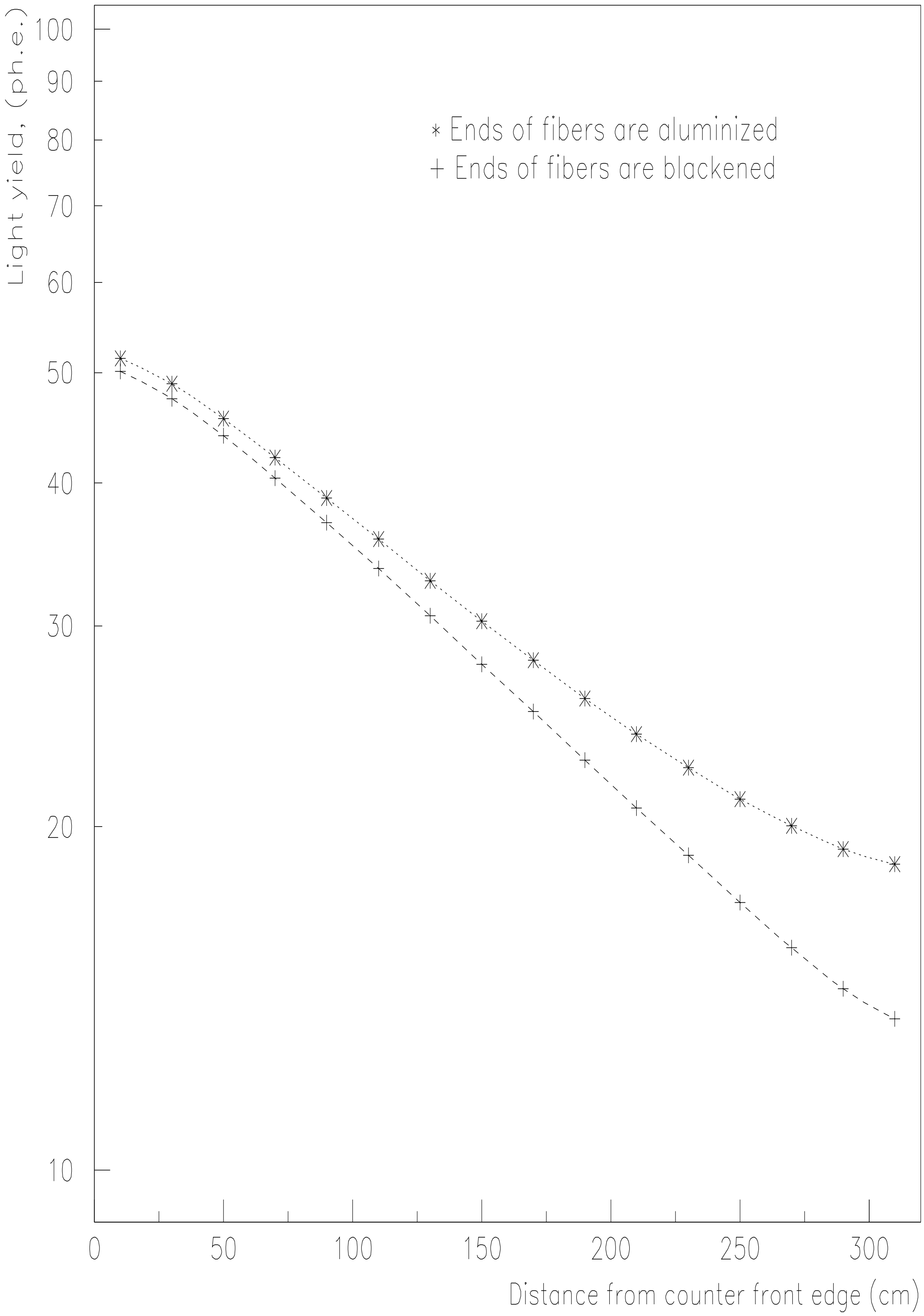
Obrázok 5: CSP počítač, $\lambda_{sci.} = 63$ cm, $\lambda_{fib.} = 250$ cm.



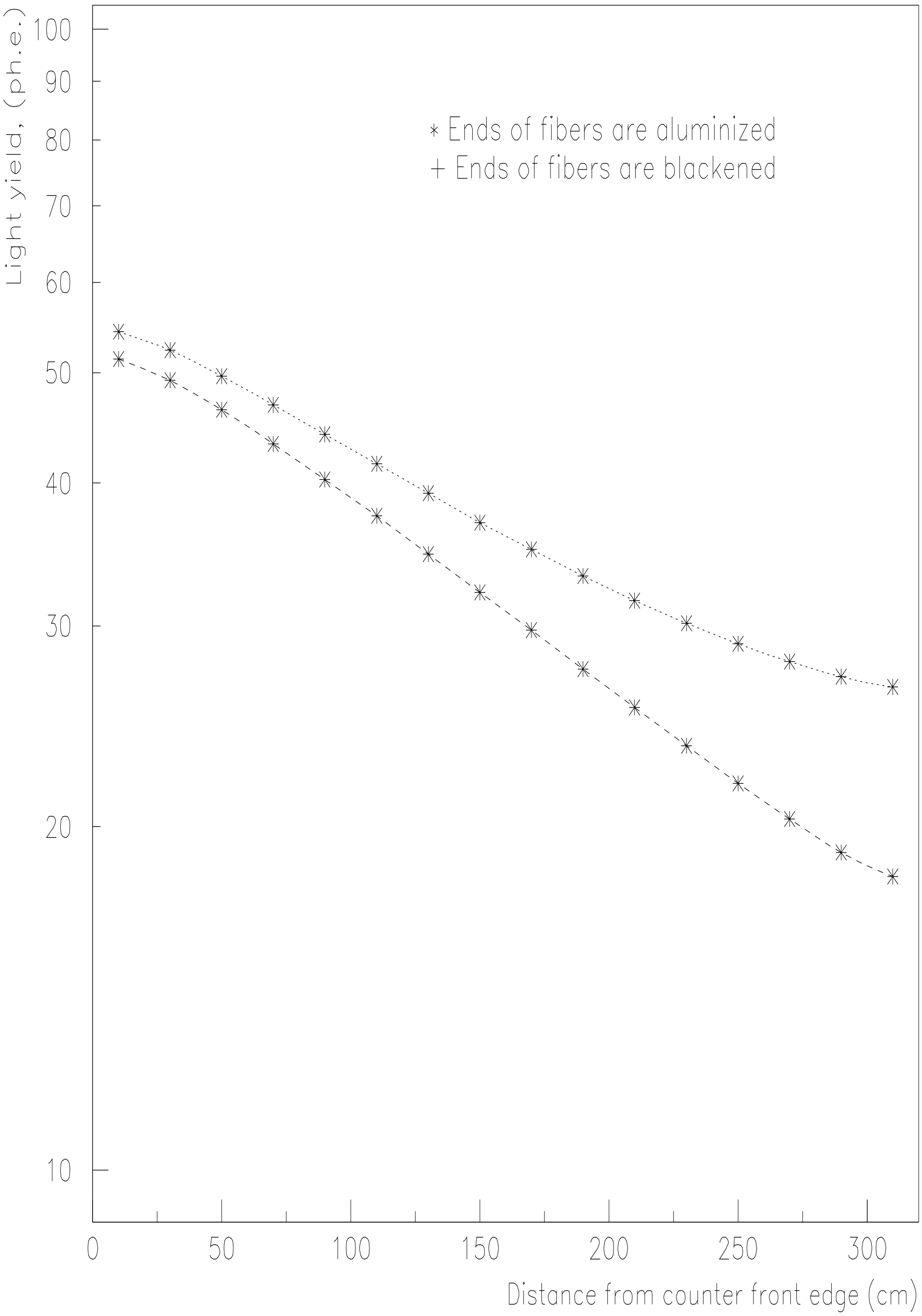
Obrázok 6: BSU počítač, $\lambda_{sci.} = 100$ cm, $\lambda_{fib.} = 200$ cm.



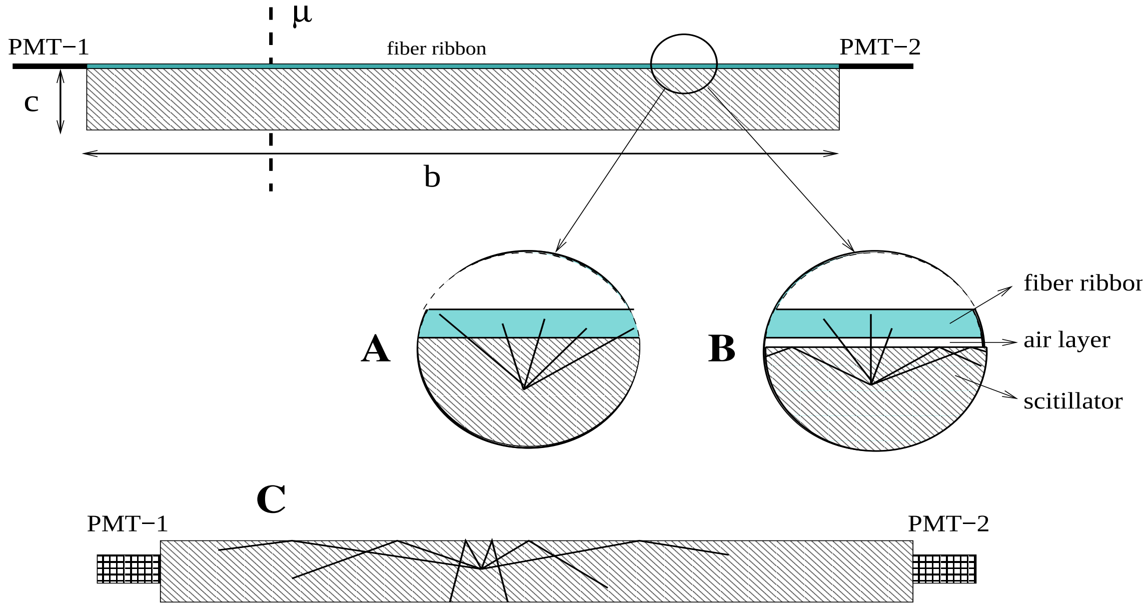
Obrázok 7: BSU počítač, $\lambda_{sci.} = 63$ cm, $\lambda_{fib.} = 200$ cm.



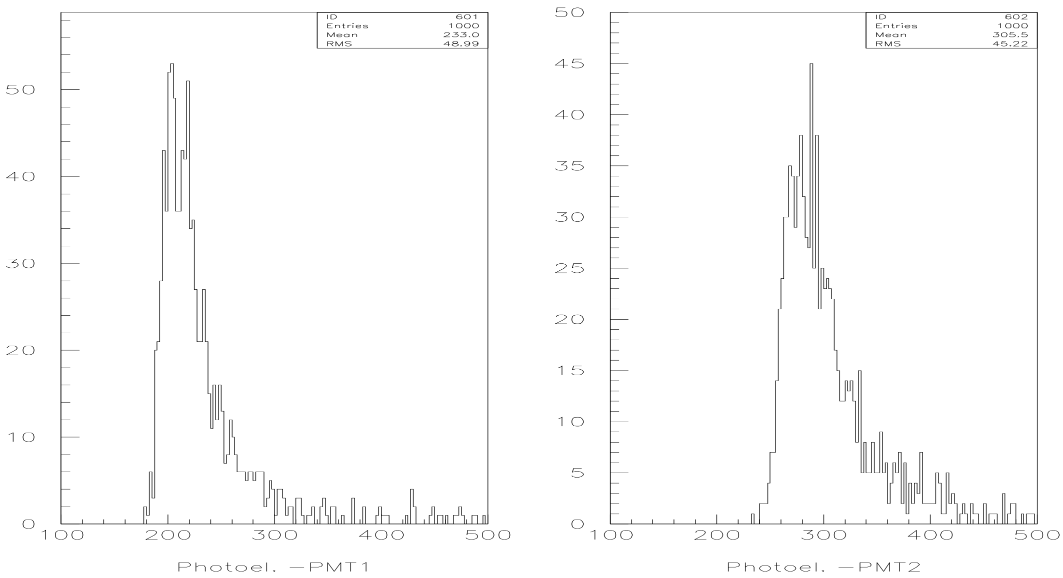
Obrázok 8: DUBNA počítač, $\lambda_{sci.} = 100$ cm, $\lambda_{fib.} = 200$ cm.



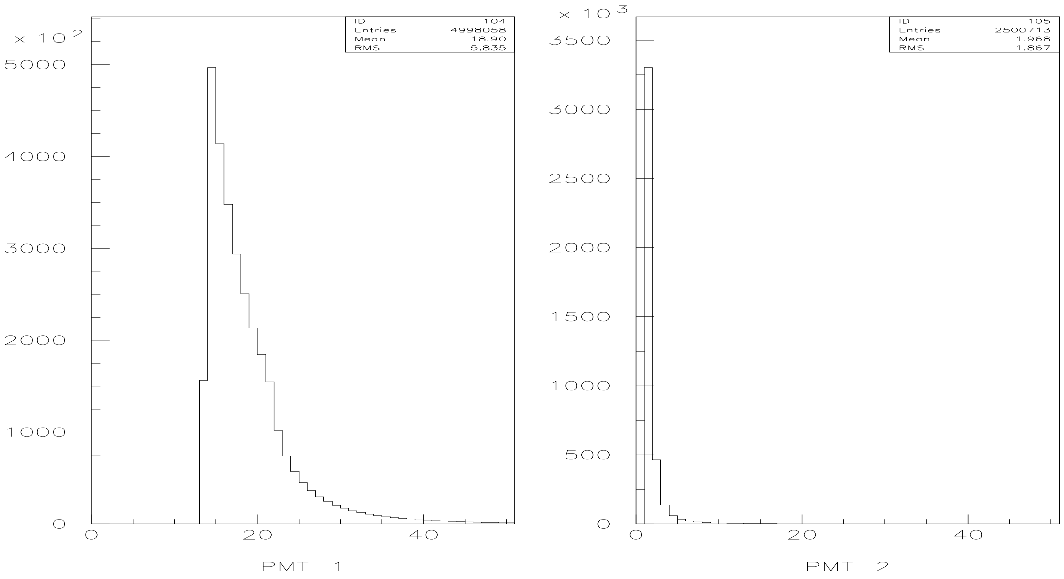
Obrázok 9: DUBNA počítač, $\lambda_{sci.} = 100$ cm, $\lambda_{fib.} = 250$ cm.



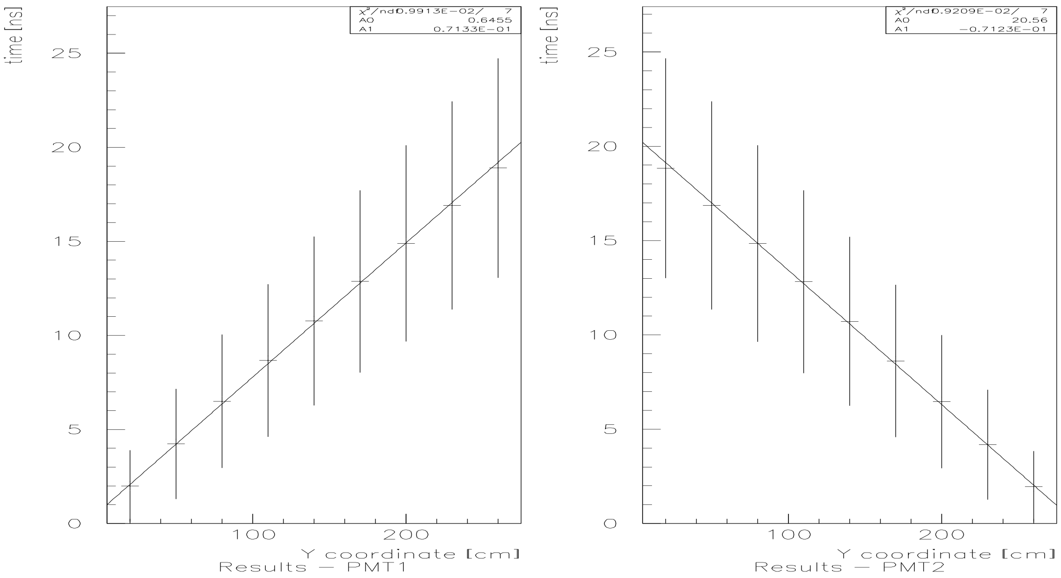
Obrázok 10: CDF scintilačná tyč, metódy zberu svetla: bez(A), so(B) vzduchovou vrstvou medzi scintilátorom a zväzkom vlákien a štandardná schéma zberu svetla bez zväzku vlákien(C).



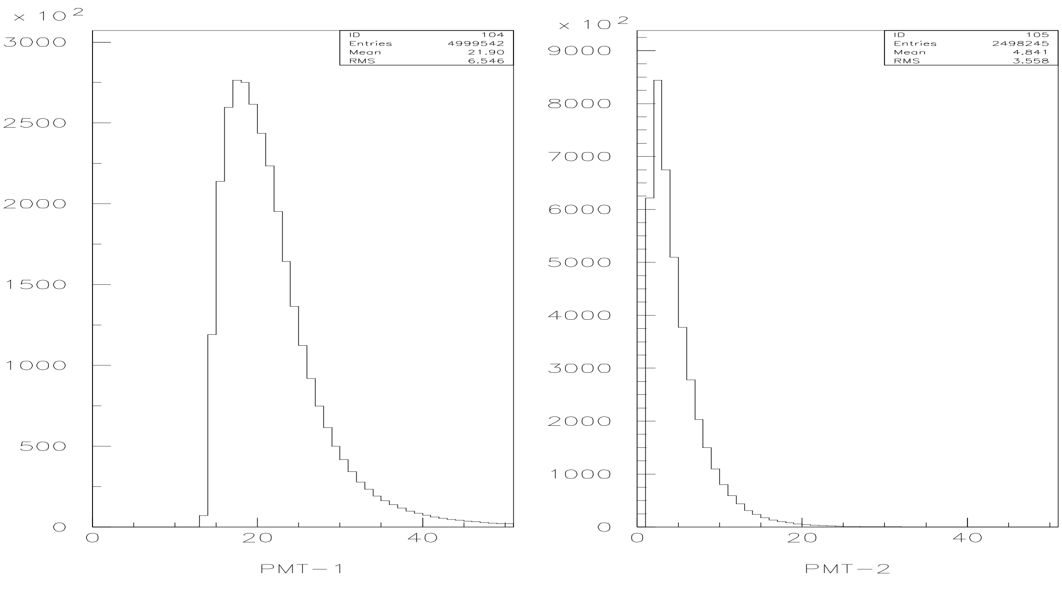
Obrázok 11: Počet fotoelektrónov registrovaných (Y = 260 cm) pre štandardnú schému zberu svetla CDF scintilačnej tyče s okamžitou tvorbou a prenosom fotónov.



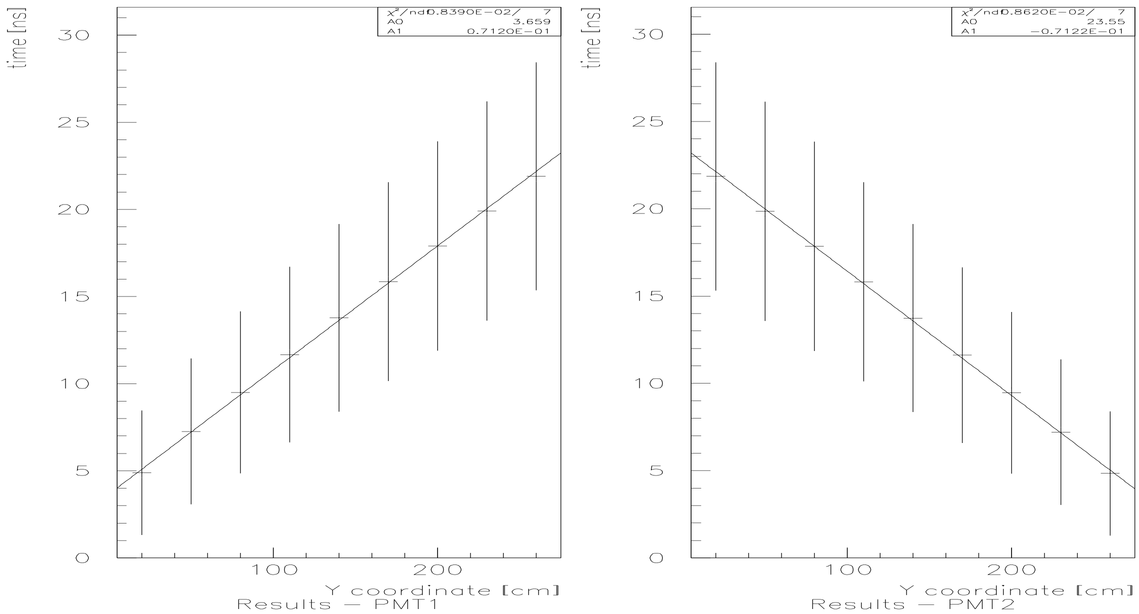
Obrázok 12: Časový priebeh impulzu pre fotonásobiče 1 a 2 (Y = 260 cm) pre štandardnú schému zberu svetla CDF scintilačnej tyče s okamžitou tvorbou a prenosom fotónov.



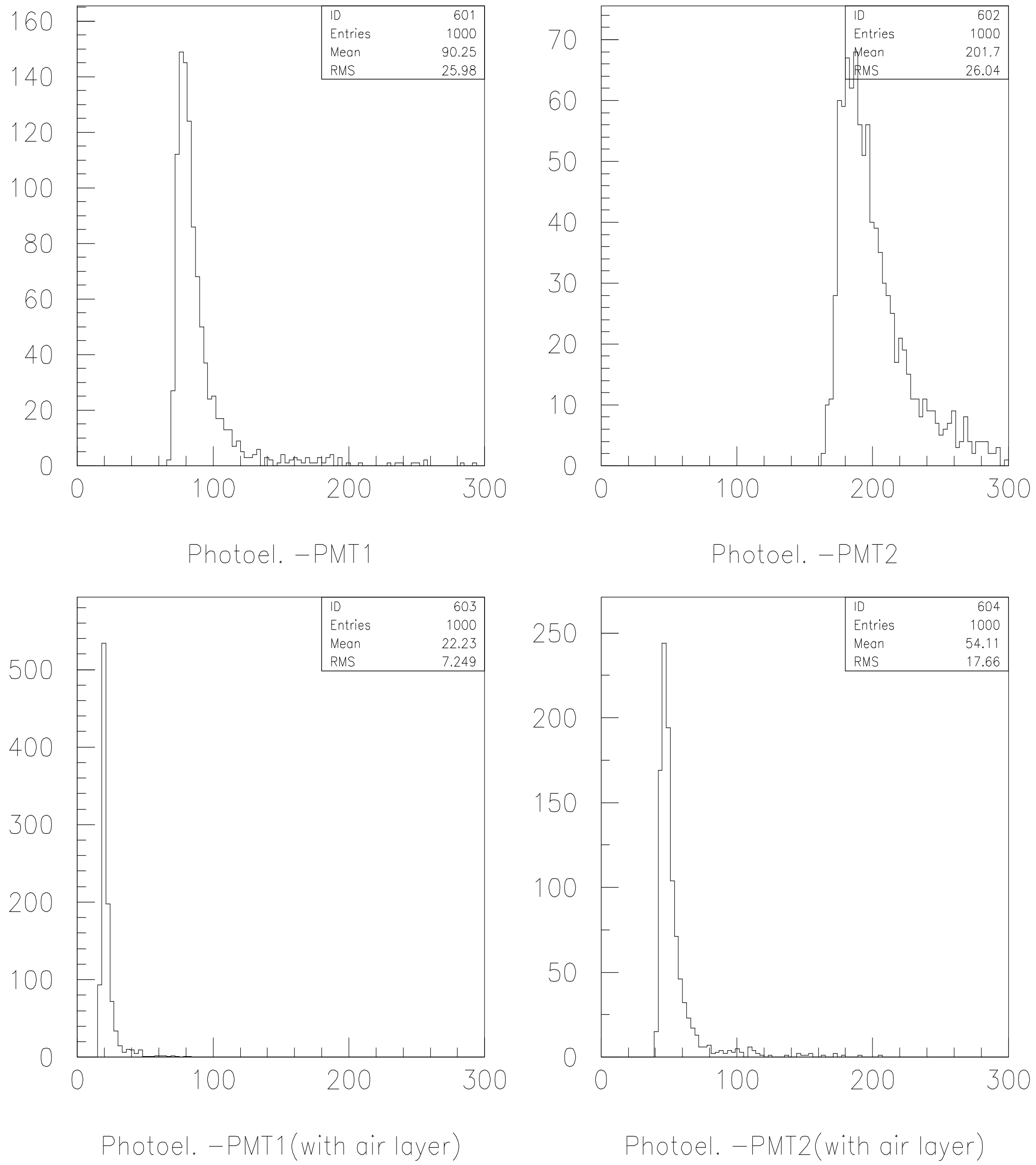
Obrázok 13: Závislosť času impulzu od súradnice Y prechodu miónu scintilačnou tyčou (zobrazené chyby sú RMS hodnoty časového impulzu) pre štandardnú schému zberu svetla CDF scintilačnej tyče s okamžitou tvorbou a prenosom fotónov.



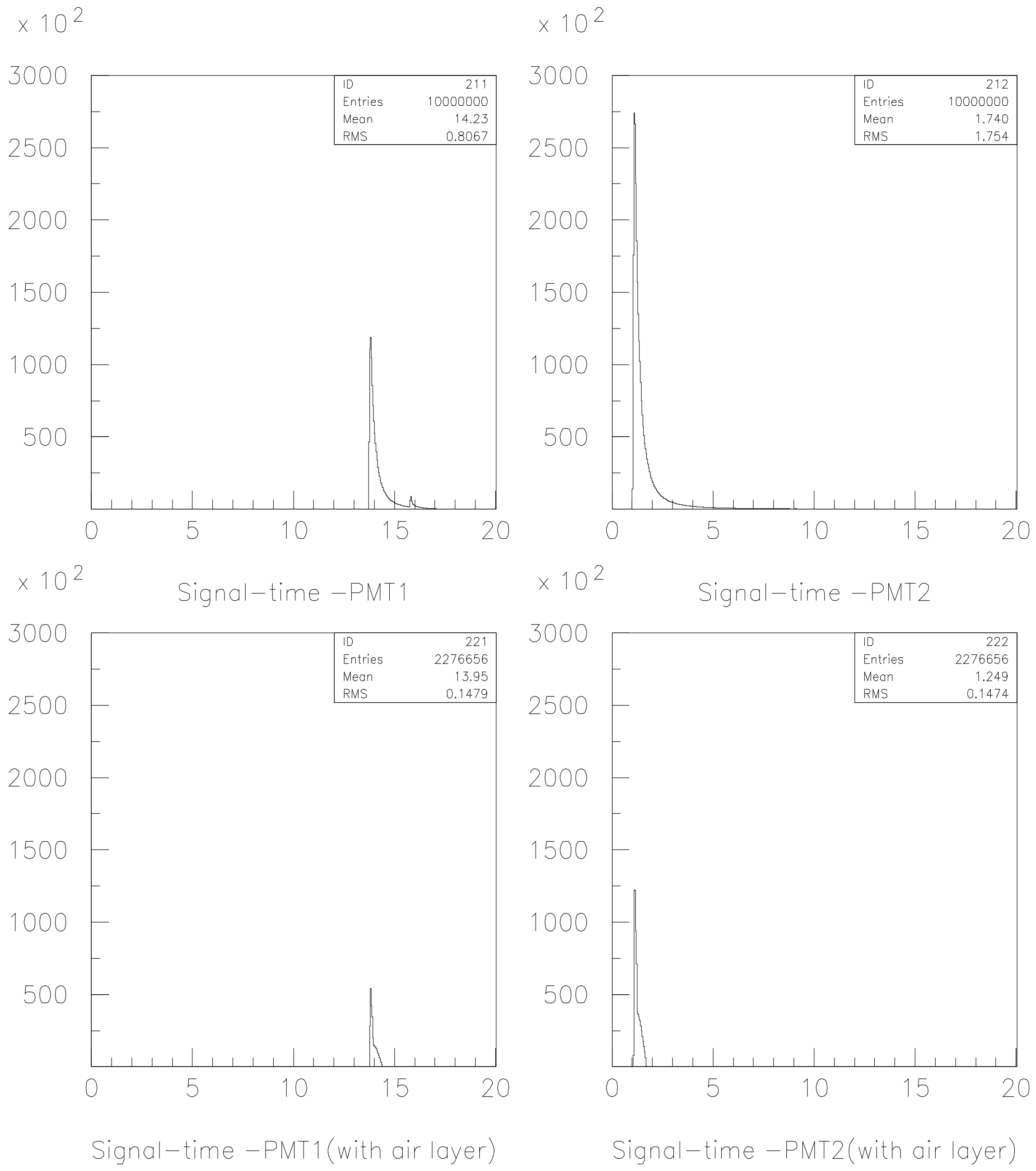
Obrázok 14: Časový priebeh impulzu pre fotonásobiče 1 a 2 (Y = 260 cm) pre štandardnú schému zberu svetla CDF scintilačnej tyče pre relaxačný čas scintilátora 3 *ns*.



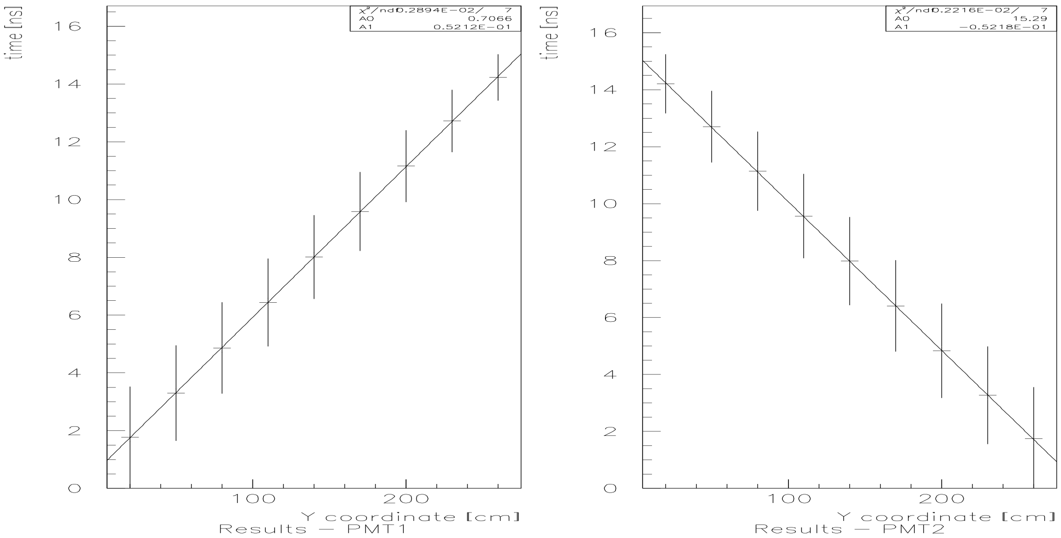
Obrázok 15: Závislosť času impulzu od súradnice Y prechodu miónu scintilačnou tyčou (zobrazené chyby sú RMS hodnoty časového impulzu) pre štandardnú schému zberu svetla CDF scintilačnej tyče pre relaxačný čas scintilátora 3 ns.



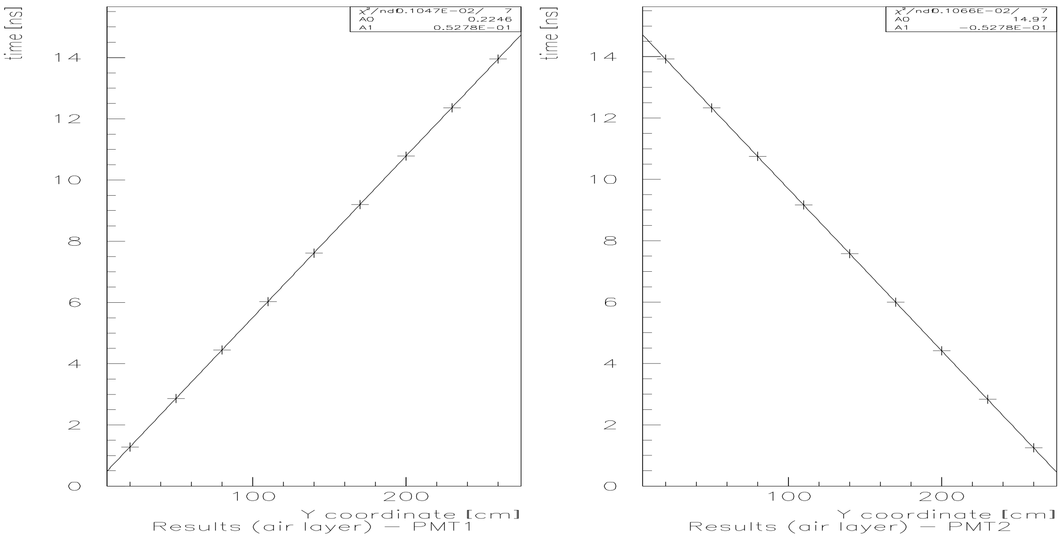
Obrázok 16: Počet fotoelektrónov registrovaných (Y = 260 cm) pre schému zberu svetla pomocou zväzku vlákien pre nezačiernené konce scintilačnej tyče.



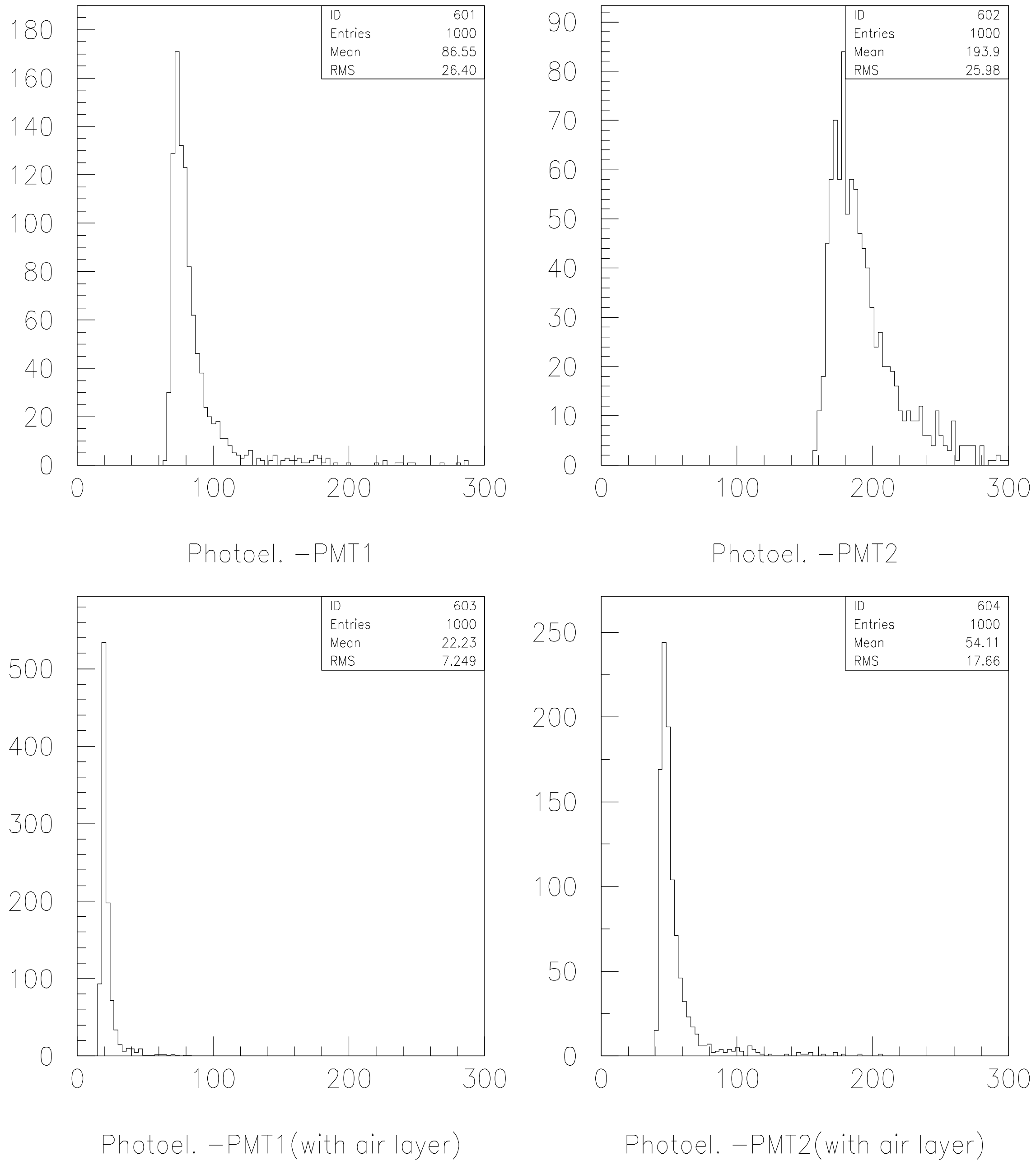
Obrázok 17: Časový priebeh impulzu pre fotonásobiče 1 a 2 (Y = 260 cm) pre nezačiernené konce scintilačnej tyče s okamžitou tvorbou a prenosom fotónov.



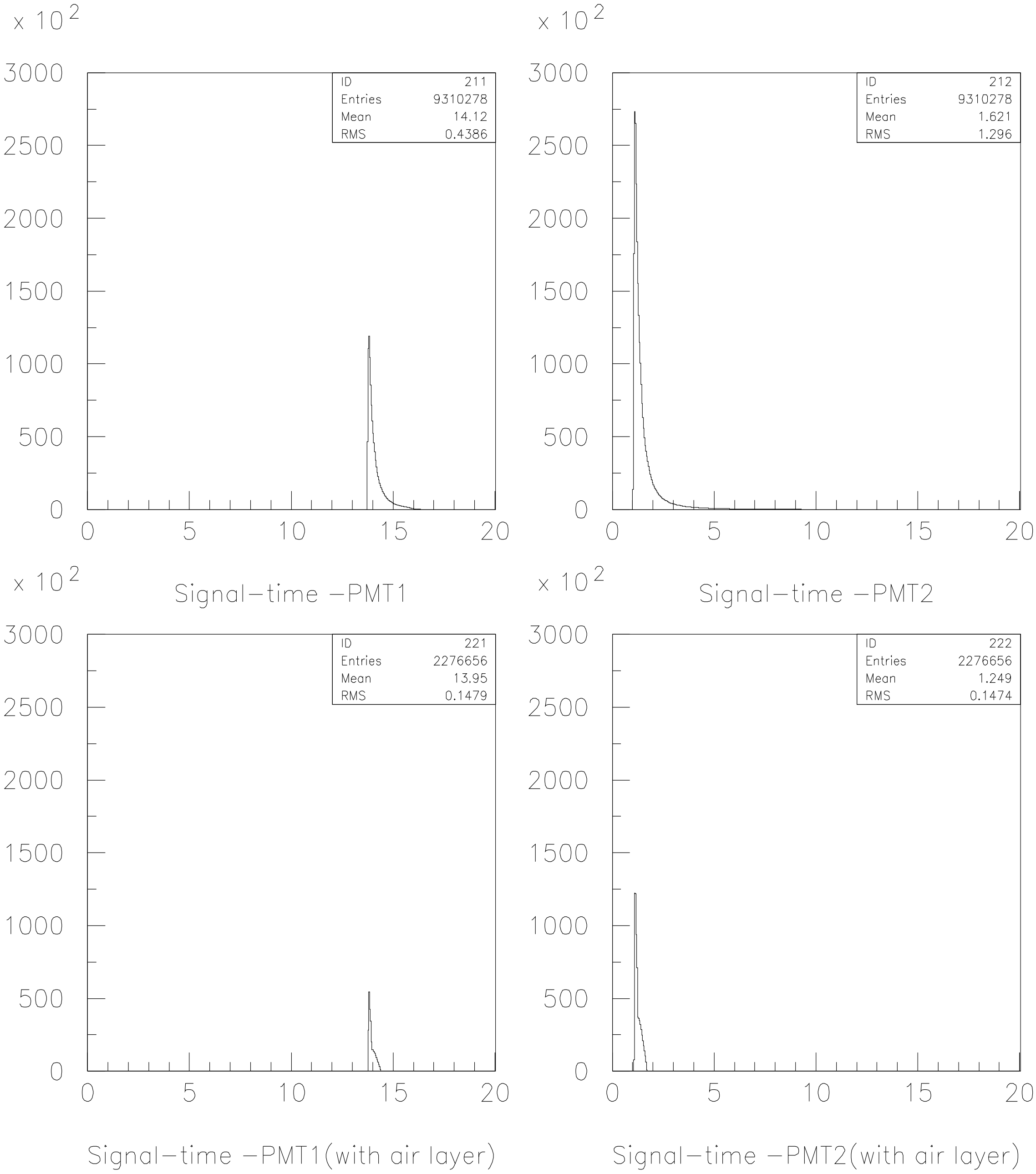
Obrázok 18: Závislosť času impulzu od súradnice Y prechodu miónu scintilačnou tyčou (zobrazené chyby sú RMS hodnoty časového impulzu) pre nezačiernené konce scintilačnej tyče s okamžitou tvorbou a prenosom fotónov.



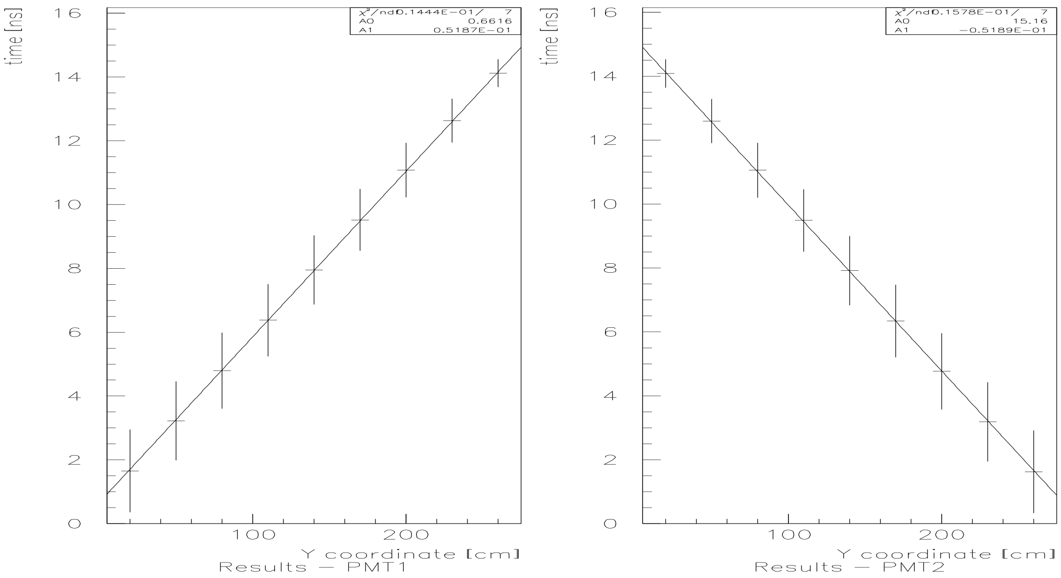
Obrázok 19: Závislosť času impulzu od súradnice Y prechodu miónu scintilačnou tyčou so vzduchovou vrstvou medzi scintilátorom a zväzkom vlákien pre nezačiernené konce scintilačnej tyče a okamžitú tvorbu a prenos fotónov.



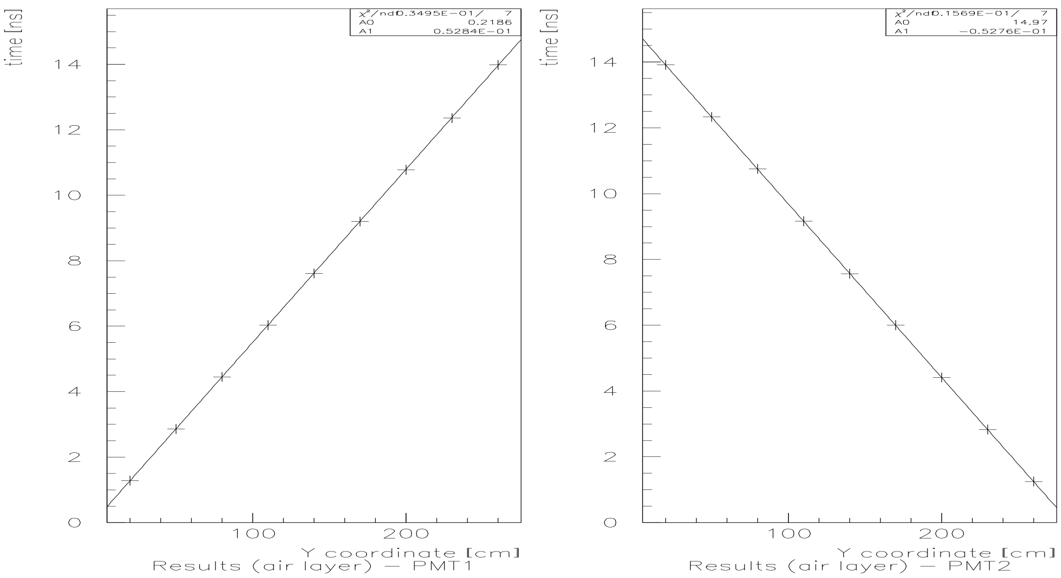
Obrázok 20: Počet fotoelektrónov registrovaných (Y = 260 cm) pre začiernené konce scintilačnej tyče.



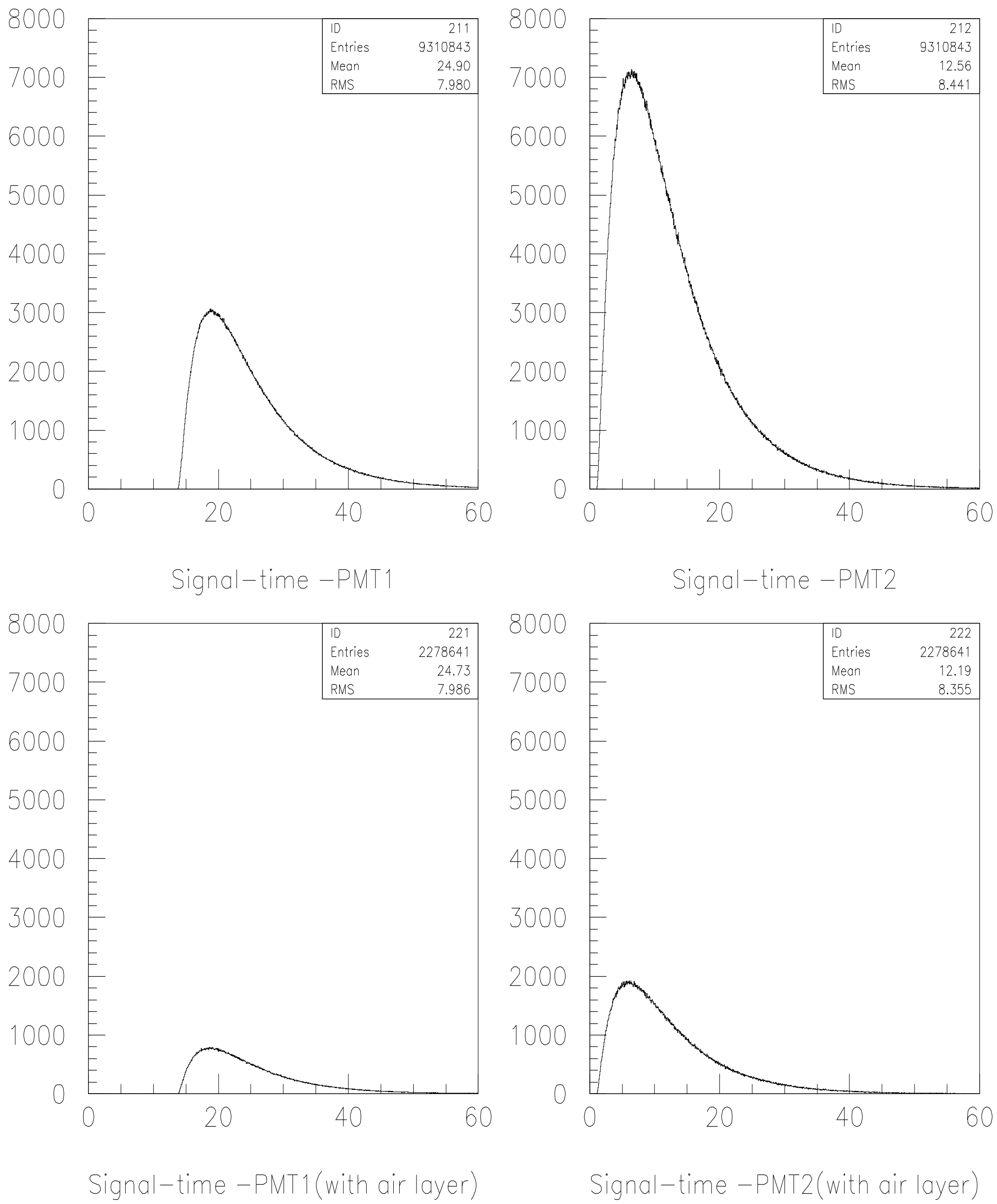
Obrázok 21: Časový priebeh impulzu pre fotonásobiče 1 a 2 (Y = 260 cm) pre začiernené konce scintilačnej tyče s okamžitou tvorbou a prenosom fotónov.



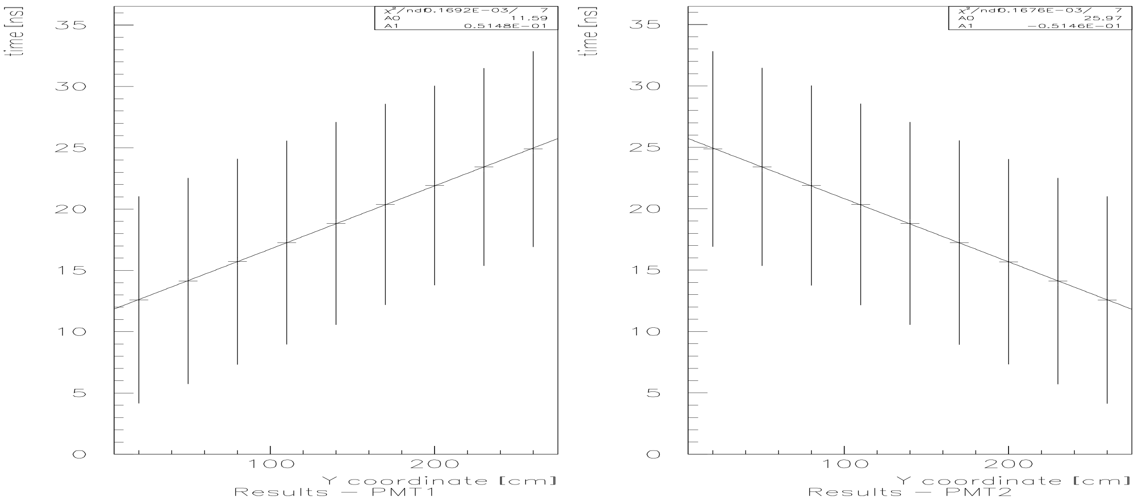
Obrázok 22: Závislosť času impulzu od súradnice Y prechodu miónu scintilačnou tyčou pre začiernené konce scintilačnej tyče a okamžitú tvorbu a prenos fotónov.



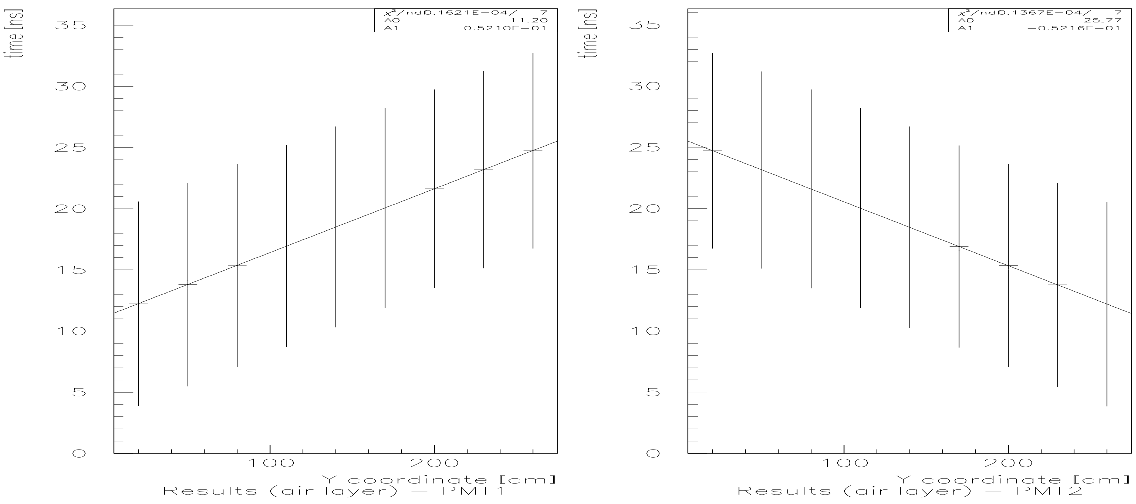
Obrázok 23: Závislosť času impulzu od súradnice Y prechodu miónu scintilačnou tyčou so vzduchovou vrstvou medzi scintilátorom a zväzkom vlákien pre začiernené konce scintilačnej tyče a okamžitú tvorbu a prenos fotónov.



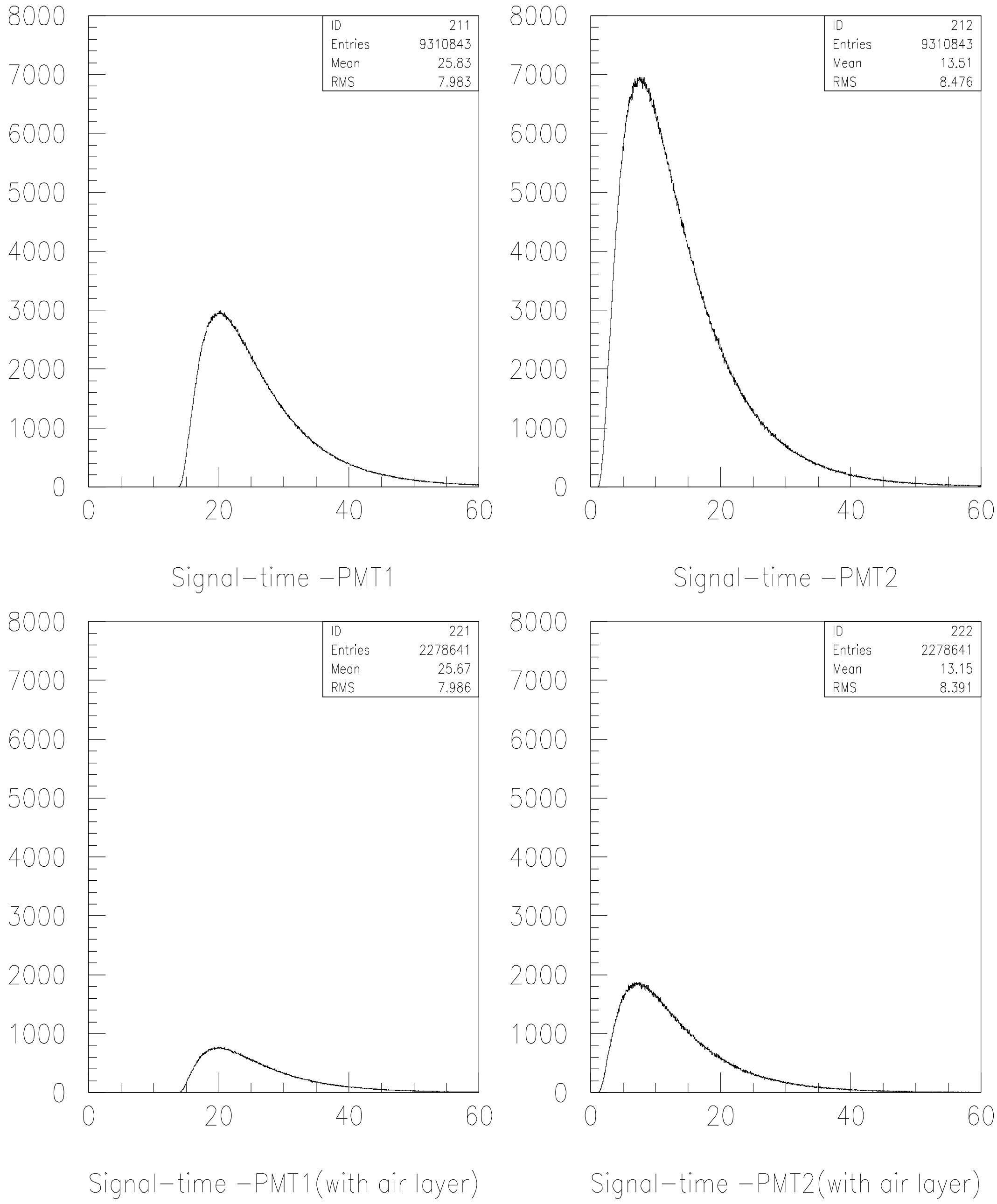
Obrázok 24: Časový priebeh impulzu pre fotonásobiče 1 a 2 (Y = 260 cm) pre začiernené konce scintilačnej tyče, relaxačný čas scintilátora 3 ns a zväzku vlákien 8 ns.



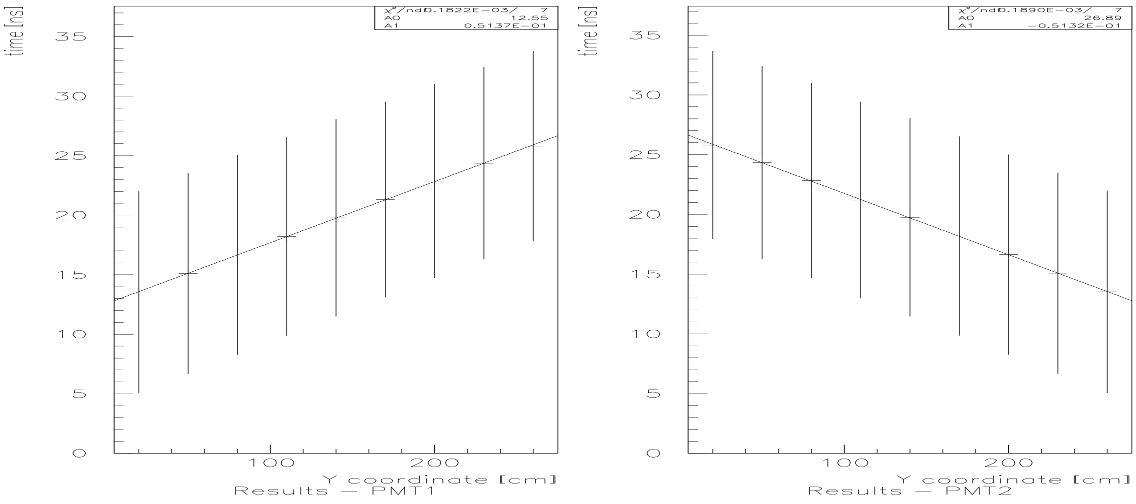
Obrázok 25: Závislosť času impulzu od súradnice Y prechodu miónu scintilačnou tyčou pre začiernené konce scintilačnej tyče, relaxačný čas scintilátora 3 ns a zväzku vlákien 8 ns.



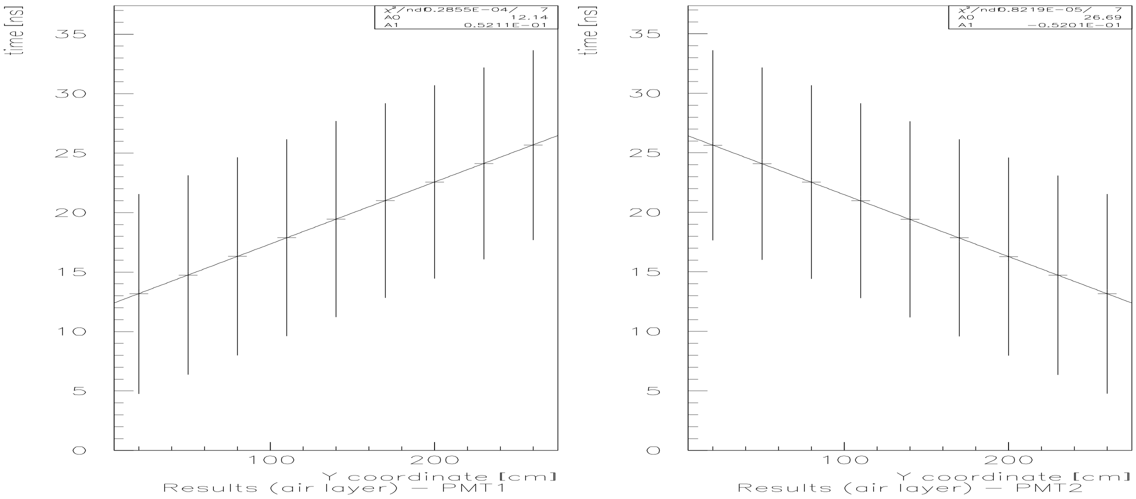
Obrázok 26: Závislosť času impulzu od súradnice Y prechodu miónu scintilačnou tyčou so vzduchovou vrstvou medzi scintilátorom a zväzkom vlákien pre začiernené konce scintilačnej tyče, relaxačný čas scintilátora 3 ns a zväzku vlákien 8 ns.



Obrázok 27: Časový priebeh impulzu pre fotonásobiče 1 a 2 (Y = 260 cm) pre začiernené konce scintilačnej tyče, vzostupný čas scintilátora 0.9 ns, relaxačný čas scintilátora 3 ns a zväzku vlákien 8 ns.



Obrázok 28: Závislosť času impulzu od súradnice Y prechodu miónu scintilačnou tyčou pre začiernené konce scintilačnej tyče, vzostupný čas scintilátora 0.9 ns, relaxačný čas scintilátora 3 ns a zväzku vlákien 8 ns.



Obrázok 29: Závislosť času impulzu od súradnice Y prechodu miónu scintilačnou tyčou so vzduchovou vrstvou medzi scintilátorom a zväzkom vlákien pre začiernené konce scintilačnej tyče, vzostupný čas scintilátora 0.9 ns, relaxačný čas scintilátora 3 ns a zväzku vlákien 8 ns.