

# Polohově citlivá spektrometrie s pixelovými detektory Timepix

J. Jakůbek, A. Cejnarová, S. Pospíšil, J. Uher

**Abstrakt** – Polovodičový pixelový detektor Timepix je novým členem rodiny Medipix. Konstruktivně se Timepix neodlišuje od svého předchůdce kterým je detektor Medipix2. Každý pixel detektoru je i zde vybaven předzesilovačem, diskriminátorem a čítačem. Čítač je však možno v každém pixelu nastavit do jednoho ze tří režimů. Prvním režimem (čítač) je prosté počítání částic. Druhý režim (časovač) umožňuje stanovit dobu detekce částice. V tomto textu se zaměříme na využití posledního režimu (Wilkinsonův AD převodník), který dovoluje přímé měření energie detekovaných částic. Tato vlastnost otevírá mnoho možností využití. V článku se budeme věnovat zejména aplikacím v oboru energeticky citlivé radiografie.

## I. ÚVOD

KONVENČNÍ transmisní radiografie je založena na měření útlumu intenzity svazku ionizujícího záření procházejícího hmotou zkoumaného vzorku. Zaznamenané rozložení intenzity záření dovoluje zpětně usuzovat na kvantitativní rozložení hmoty ve vzorku. Nové typy zobrazovacích detektorů, jakými jsou například detektory Timepix, jsou schopny v každém pixelu zachytit nejen intenzitu, ale i energetické spektrum detekovaného záření. Vzhledem k tomu že absorpce záření ve hmotě je závislá jak na energii záření, tak na typu materiálu, můžeme pomocí energeticky citlivého detektoru získat kromě kvantitativní i kvalitativní informaci o materiálovém složení vzorku.

Materiálově citlivé zobrazování je však jen jednou z mnoha aplikací polohově citlivé spektrometrie. V dalším textu ukážeme i některá další využití této vlastnosti například pro identifikaci typů částic či k určení směru jejich letu.

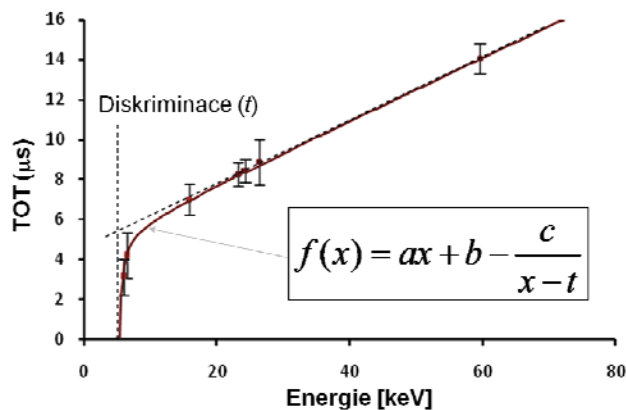
## II. PÍXELOVÝ DETEKTOR TIMEPIX

Hybridní křemíkový pixelový detektor TimePix [1] byl vyvinut v rámci spolupráce Medipix2 v CERN. Zařízení se skládá z čipu senzoru (obvykle křemík, méně často GaAs či CdTe) připojeného technikou *bump-bonding* k čipu čtecí elektroniky. Senzor je vybaven jednou společnou elektrodou na zadní straně a maticí čtvercových elektrod na straně přední (256 x 256 čtvercových pixelů s roztečí 55  $\mu\text{m}$ ). Na zadní elektrodu senzoru je přivedeno závěrné budící napětí. Každý element matice (pixel) je připojen k příslušnému nábojově citlivému předzesilovači, tvarovači, diskriminátoru a čítači integrovanému na čipu čtecí elektroniky. Každý pixel detektoru Timepix může pracovat v jednom ze tří režimů:

1. **Režim Medipix** – Čítač registruje počet částic, které způsobily v detektoru ionizaci větší než je mez nastavená diskriminátorem. V tomto režimu pracuje detektor stejně jako jeho předchůdce Medipix2.
2. **Režim Timepix** – Čítač pracuje jako časovač a zaznamenává délku časového intervalu mezi detekcí částice a příchodem vnějšího spouštěcího signálu. Tento režim je velmi výhodný pro použití v experimentech založených na měření doby letu ( $\text{TOF} = \text{Time Of Flight}$ ) nebo v kombinaci s tzv. TPC (*Time Projection Chamber*) detektory.
3. **Režim TOT (*Time Over Threshold*)** – Čítač a komparátor jsou zapojeny jako Wilkinsonův<sup>1</sup> AD převodník, což umožňuje přímé stanovení energie detekované částice v každém pixelu.

### A. Energetická kalibrace detektoru v režimu TOT

Každý pixel detektoru je vybaven vlastní analogovou elektronikou připojenou k vlastnímu AD převodníku. Celé zařízení tedy obsahuje 65 536 nezávislých spektroskopických tras, jejichž energetickou odezvu je nutno před použitím kalibrovat. Kalibraci jsme provedli pro zařízení Timepix s křemíkovým senzorem o tloušťce 300  $\mu\text{m}$ . Kalibrační křivka jednoho pixelu je zobrazena na Obr. 1.



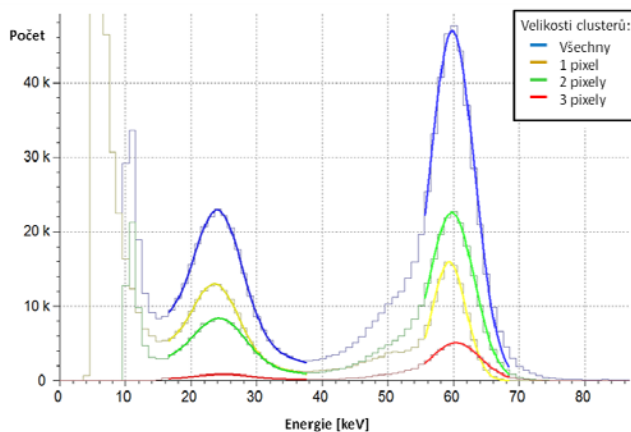
Obr. 1. Kalibrační křivka jednoho pixelu detektoru Timepix pracujícího v režimu TOT. Měření bylo provedeno pomocí záření radioizotopů ( $^{55}\text{Fe}$ : 5.9 keV,  $^{241}\text{Am}$ : 59.5 keV) a charakteristického záření emitovaného fluorescenčními materiály ( $^{26}\text{Fe}$ : 6.4 keV,  $^{29}\text{Cu}$ : 8.0 keV,  $^{40}\text{Zr}$ : 15.8 keV,  $^{42}\text{Mo}$ : 17.5 keV,  $^{48}\text{Cd}$ : 23.2 keV,  $^{49}\text{In}$ : 24.2 keV) excitovanými pomocí rentgenky. Experimentálně zjištěný průběh dobře popisuje empirická funkce  $f$ , jejíž rovnice je rovněž zobrazena v obrázku.

Ústav experimentální a technické fyziky ČVUT v Praze, Horská 3a/22, CZ-12800 Praha 2, Česká republika (J. Jakůbek, tel.: +420-22435-9181, fax: +420-22435-9392, e-mail: jan.jakubek@utef.cvut.cz).

<sup>1</sup> Připomeňme, že princip měření náboje uloženého v kondenzátoru pomocí Wilkinsonova AD (tj. Analogově-Digitálního) převodníku spočívá v měření času potřebného pro vybití kondenzátoru konstantním proudem. I v tomto režimu pracuje tedy čítač jako časovač.

Vidíme, že kalibrační křivka je vymezena dvěma asymptotami. V oblasti vysokých energií se přimyká k lineární závislosti, zatímco v oblasti nízkých energií je omezena nastavenou diskriminační hladinou (*Threshold*). Toto chování dobře vystihuje nelineární funkce  $f$  závislá na čtyřech parametrech:  $a$ ,  $b$ ,  $c$  a  $t$ . Hodnoty  $a$ ,  $b$  popisují lineární oblast, hodnota  $t$  je určena nastavenou diskriminační hladinou a konstanta  $c$  charakterizuje zkreslení signálu analogovou elektronikou pixelu. Hodnoty všech těchto parametrů je potřeba v procesu kalibrace stanovit pro každý pixel detektoru.

Procedura energetické kalibrace jednotlivých pixelů detektoru je velmi komplexní a nebudeme se jí zde podrobněji věnovat [2]. Výsledné energetické rozlišení jednotlivých pixelů detektoru je 3 keV (RMS) pro 15.8 keV (fluorescenční  $K_{\alpha}$  linka Zirkonia).



Obr. 2. Energetické spektrum zářiče  $^{241}\text{Am}$  naměřené kalibrovaným detektorem Timepix. Klastry jednotlivých velikostí (diskuze viz kapitola III) byly zpracovávány zvlášť (měřeno při budícím napětí 100 V). Je vidět, že při 59.5 keV je četnost dvojpixelových klastrů vyšší než klastrů jednoduchých.

### III. EFEKT SDÍLENÍ NÁBOJE

Vzhledem k tomu, že je čip senzoru tvořen spojitým objemem polovodiče (zde 300  $\mu\text{m}$  křemíku), dochází zde často k situaci, že ionizační náboj vytvořený jedinou částicí je sebrán několika sousedními pixely. Tento jev bývá nazýván efektem sdílení náboje a je způsoben například těmito faktory:

- Interakce částice s hmotou detektoru není dostatečně lokalizovaná (např. těžké nabitě částice, elektrony, ...);
- V průběhu sběru ionizačního náboje dochází vlivem elektrostatických sil k jeho expanzi;
- Díky přirozené difuzi dochází k dalšímu rozšíření ionizačního náboje.

Skupině pixelů, které zaznamenají signál po interakci jediné částice, říkáme klastr. Velikostí klastru rozumíme počet pixelů, které jej tvoří. Objemem klastru označujeme součet signálu zaznamenaného jednotlivými pixely klastru.

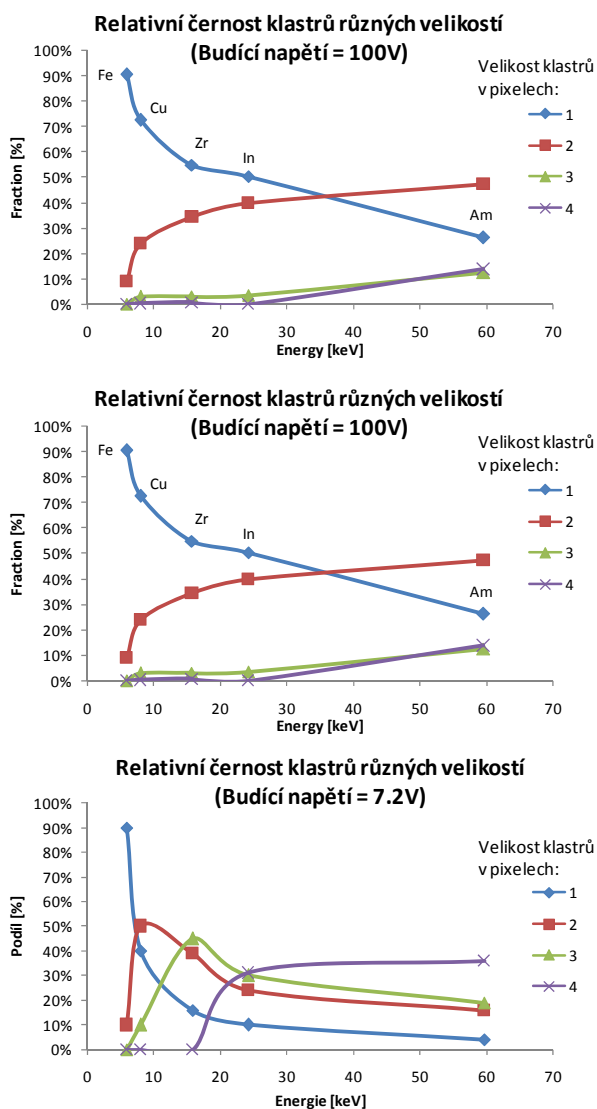
#### A. Závislost velikosti klastrů na budícím napětí

Pro posouzení významu efektu sdílení náboje bylo provedeno měření se stejnými zdroji fotonové radiace,

s jakými byla provedena kalibrace (viz Obr. 1). Pro každý zdroj byla zaznamenána série 1000 snímků. Délku expozice každého z nich jsme volili tak krátkou, abychom viděli oddělené klastry způsobené detekcí jednotlivých fotonů a aby byla pravděpodobnost překrytí dvou klastrů zanedbatelná (cca 50 klastrů na snímek). Tento způsob ukládání dat z měření bývá označován jako záznam typu „událost za událostí“.

Klastry ve všech snímcích byly rozděleny podle velikosti. Série tří grafů na Obr. 3 zachycuje relativní četnost klastrů různých velikostí v závislosti na energii záření. Tato závislost byla naměřena pro tři různé hodnoty budícího napětí.

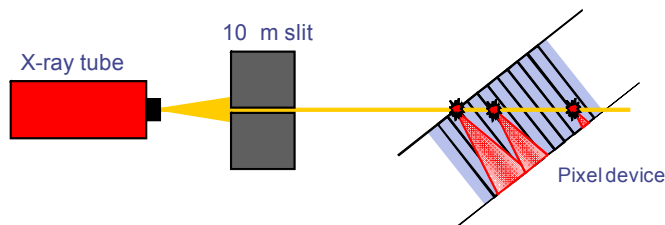
Vidíme, že pro nízké energie je zastoupení jednopixelových klastrů vždy nejvyšší a že s rostoucí energií klesá, až se dostane pod rostoucí četnost klastrů dvojpixelových. Je patrné, že při nižších budících napětích je tento trend zachován, ale klastry jsou větší. Při nižší hodnotě budícího napětí totiž klesá rychlost sběru náboje z objemu detektoru, čímž roste význam difuze náboje. Následkem je pak rostoucí velikost klastrů.



Obr. 3. Relativní četnost výskytu klastřů různých velikostí v závislosti na energii dopadajícího fotonového záření. Závislost je vynesena pro tři hodnoty budícího napětí: 100, 40 a 7,2 V.

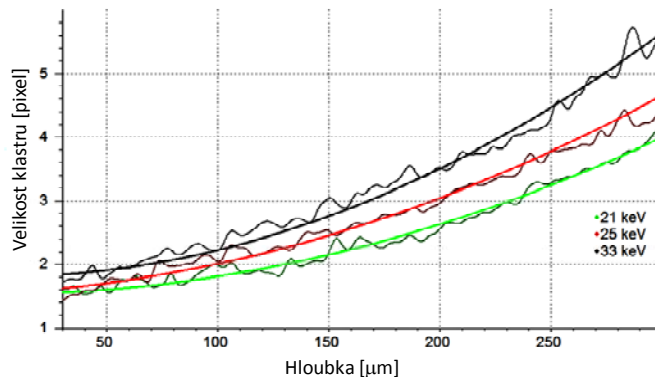
#### B. Závislost velikosti klastřů na hloubce vzniku náboje

Dalším faktorem ovlivňujícím velikost klastru je hloubka vzniku ionizačního náboje. Tato závislost byla experimentálně ověřena pomocí uspořádání znázorněného na Obr. 4.



Obr. 4. Experimentální uspořádání pro zjištění závislosti velikosti klastru na hloubce interakce fotonu v těle detektoru. Nakloněný pixelový detektor je ozařován svazkem rentgenového záření. Poloha detekovaných klastřů je přímo úměrná hloubce interakce.

Byla nabrána sekvence cca 1000 snímků s expoziční dobou 100  $\mu$ s. Každý klastř byl analyzován zvlášť. Výsledná závislost velikosti střední hodnoty plochy klastřů na hloubce interakce je pro tři různé energie záření vynesena na Obr. 5. Vidíme, že tato závislost je kvadratická, což znamená, že závislost poloměru klastru na hloubce je lineární.



Obr. 5. Naměřená závislost střední velikosti (plochy) klastřů na hloubce interakce pro tři různé energie fotonů. Měření bylo provedeno při budící napětí 7,2 V. Tato závislost je proložena kvadratickou funkcí  $y=ax^2+c$ .

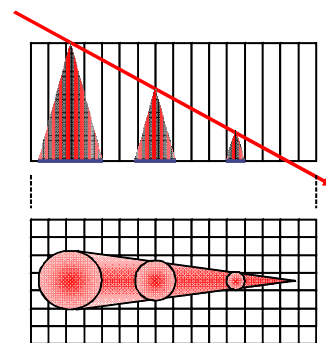
Správným vyhodnocením tvaru klastru lze tedy mimo informace o energii a poloze částice v ploše detektoru získat i informaci o místě její interakce napříč detektorem tzn. plnou 3D polohu.

#### IV. TVAR KLASTRŮ, SIGNATURA ČÁSTICE

Až do tohoto místa jsme klastry a efekt sdílení náboje studovali jen pomocí fotonů rentgenového záření. Ukažme si zde na několika jednoduchých příkladech, jak tyto klastry vypadají pro jiné typy záření a co je možno analýzou jejich tvaru o dané částici zjistit.

##### A. Minimálně ionizující částice

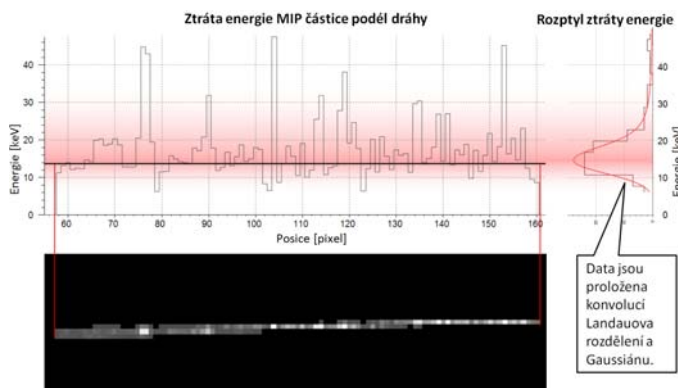
Minimálně ionizující částice (MIP<sup>2</sup>) se pohybuje prostředím po přímce a ionizuje jej podél celé svoji dráhy. Pronikne-li částice pixelovým detektorem pod úhlem, jak je znázorněno na Obr. 6, bude zaznamenána stopa rozšířená na jednom konci díky sběru náboje z větší hloubky senzoru.



Obr. 6. Stopa MIP částice je na jedné straně rozšířena difúzí náboje sbíraného z větší vzdálenosti.

<sup>2</sup> MIP – Minimum Ionizing Particle

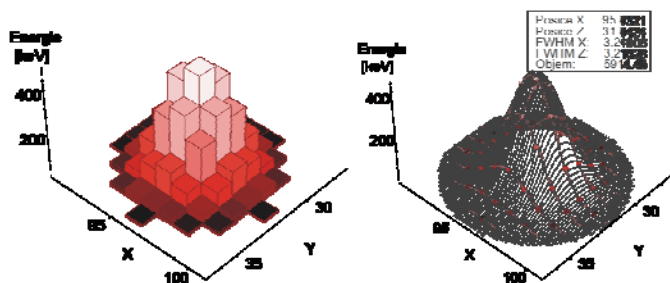
Stopa MIP částice z kosmického záření zachycená detektorem Timepix je zobrazena na Obr. 7. V levé části obrázku se pohybovala při zadní elektrodě a stopa je zde v souladu s předpokladem rozšířená. Energetická ztráta MIP částice v materiálu má konstantní střední hodnotu a řídí se Landauovým rozdělením. My jej ovšem měříme detektorem zatíženým normálně rozloženým šumem. Měřená distribuce energie podél dráhy MIP částice se tedy řídí konvolucí Landauova a Normálního rozdělení což přesně odpovídá naměřeným datům.



Obr. 7. Stopa minimálně ionizující částice kosmického záření zaznamenaná detektorem Timepix (dole). Stopa je díky sběru náboje z větší vzdálenosti v levé části rozšířená. Střední energie ztracená částicí podél dráhy je konstantní (graf nahore). Rozptyl ztráty energie částice podél dráhy se řídí Landauovým rozdělením v konvoluci s normálně rozloženým šumem detektoru (graf vpravo nahore).

### B. Těžké nabitě částice s krátkým dosahem

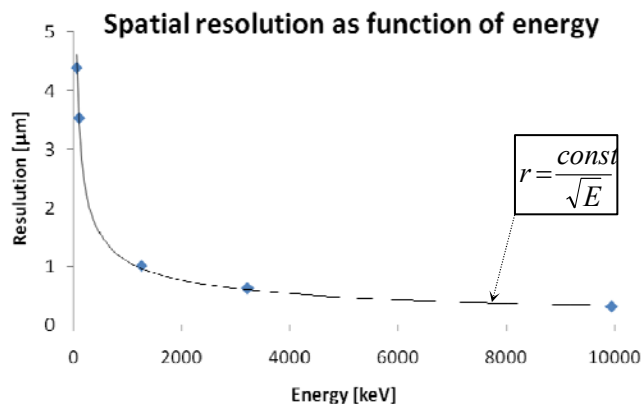
K prvnímu experimentu s těžkými nabitými částicemi jsme použili alfa částice o energii 5,5 MeV emitované izotopem  $^{241}\text{Am}$ . Dosah těchto částic je v krystalu křemíku pouhých 28  $\mu\text{m}$  tedy méně než činí rozměr pixelu. Vniká-li částice do detektoru kolmo, bude náboj sbírán přes celou tloušťku senzoru. V průběhu sběru náboje dochází k jeho expanzi. Ukazuje se, že při nízké hodnotě budícího napětí je hlavním faktorem ovlivňujícím expanzi náboje difúze. Klastř má v takovém případě kruhový půdorys a velikost náboje sebraného jednotlivými pixely klastřu je s velkou přesností popsána Gaussiánem (viz Obr. 8).



Obr. 8. Tvar klastřu naměřeného detektorem Timepix po detekci alfa částice s energií 5,5 MeV. Distribuce náboje je pro nízké budící napětí (7,2 V) velmi dobře popsána gausiánem. Znalost tohoto tvaru umožňuje pomocí fitu významně zvýšit přesnost stanovení interakčního bodu částice.

Znalost tvaru klastřu umožňuje prostřednictvím fitu určit pozici interakce s větší přesností než je velikost pixelu. Pro ověření tohoto předpokladu bylo provedeno kontrolní měření s velmi krátkými pulsy červeného laseru zaostřenými na povrch detektoru. Trvání pulsů bylo kolem 1ns. Intensita laseru byla nastavitelná tak, aby míra ionizace pulsem byla srovnatelná s ionizací alfa částicí o energii od 100 keV do 10 MeV. Dosah červeného světla v křemíku je srovnatelný s dosahem alfa částice. Geometrické rozložení náboje vytvořeného pulsem je tedy podobné situaci po interakci alfa částice.

Na rozdíl od alfa částic je možno laser nastavit do stabilní polohy a vyslat do téhož místa více pulzů. Každý z těchto pulzů vytvoří jediný klastř, který je přečten a analyzován. Předpoklad, že lze ionizaci vytvořenou alfa částicí simulovat červeným laserem, se ukázal jako oprávněný. Tvar zaznamenaných klastřů je v obou případech stejný. Klastř byly tedy nafitovány gausiánem, čímž byla stanovena pozice interakce se subpixelovou přesností. Provedením mnoha těchto fitů při stabilní poloze laseru bylo možno pomocí standardní odchylky odhadnout rozptyl stanovení pozice. Toto měření bylo provedeno pro různé energie pulzu. Výsledky jsou zachyceny na Obr. 9.



Obr. 9. Přesnost stanovení pozice ionizace vytvořené laserovým pulzem v závislosti na energii pulzu. Pozice je stanovena pomocí fitu gausiánem. Tuto závislost dobře popisuje funkce zobrazená v rámečku. Hodnota konstanty  $const$  je v našem případě 35.

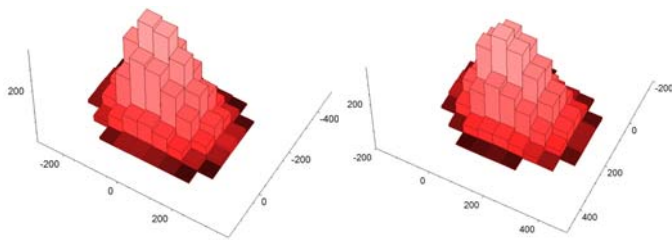
Vidíme, že vhodným zpracováním klastřů lze podstatně zvýšit přesnost stanovení pozice interakce alfa částice a to až na úroveň 320 nm, což je hodnota 170 krát menší než je rozměr pixelu. Z uvedeného plyne, že bychom mohli plochu každého pixelu rozdělit na 170 x 170 subpixelů a získat tak kameru s neuvěřitelnými dvěma gigapixely.

### C. Těžké nabitě částice s dosahem podstatně přesahujícím velikost pixelu

Další experiment proběhl s protony o energii 5 MeV vnikajícími do detektoru pod úhlem 76 stupňů. Tvary dvou klastřů vytvořených těmito protony jsou zobrazeny na Obr. 10. Dosah těchto protonů je v krystalu křemíku kolem 220  $\mu\text{m}$  což je čtyřikrát více než rozměr pixelu. Zachycená stopa je

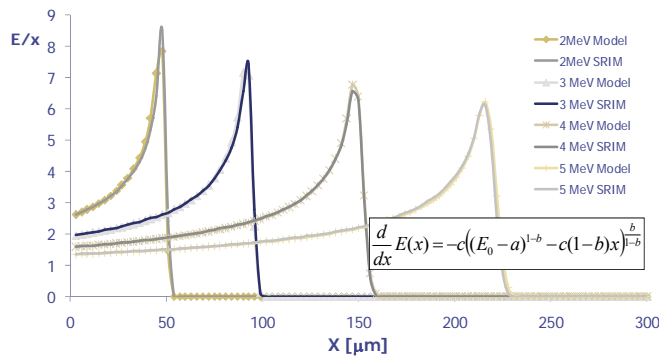


tedy viditelně asymetrická s profilem odpovídajícím Braggově křivce.



Obr. 10. Tvary dvou klastřů po detekci protonů s energií 5 MeV. Stopa je viditelně asymetrická s profilem odpovídajícím Braggově křivce.

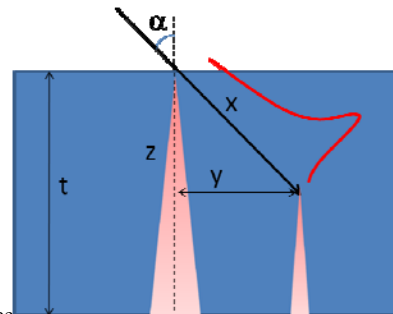
Abychom mohli získat popis tvaru klastřů, bylo třeba nalézt vhodnou parametrizaci Braggovy křivky pro pohyb protonů v křemíku. Na Obr. 11 je zobrazena nalezená empirická funkce a její porovnání s Braggovými křivkami získanými Monte-Carlo simulacemi v programu SRIM. Shoda je pro naše účely více než dostatečná.



Obr. 11. Náhradní funkce parametrizující Braggovu křivku protonů v krystalu křemíku. Průběh funkce pro 4 různé počáteční energie protonu (hladké průběhy) je zde porovnán s průběhy získanými Monte-Carlo simulacemi (průběhy se značkami). Parametrizace je závislá na počáteční energii protonu  $E_0$  a konstantách  $a$ ,  $b$ ,  $c$ .

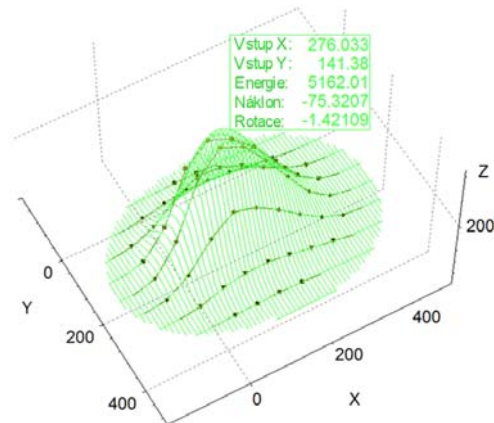
Spojením všech dosud zjištěných skutečností nyní již dokážeme sestavit model tvaru klastřů, jaký by měl detektor zaznamenat po interakci s protonem. Modelovaná situace je zachycena na Obr. 12. Při sestavování modelu postupujeme takto:

- Parametrický popis Braggovy křivky (viz Obr. 11) umožňuje určit v každém bodě dráhy protonu velikost primární ionizace.
- Z každého bodu dráhy protonu bude náboj primární ionizace sbírán tak, že vytvoří klastř ve tvaru gaussiánu (viz Obr. 8),
- Průměr klastřů (tj. šířka gaussiánu) je lineárně závislá na hloubce vzniku náboje (viz Obr. 5).
- Výsledný tvar klastřů bude tedy dán součtem (integrálem) gaussiánů podél dráhy protonu. Objem každého gaussiánu odpovídá míře primární ionizace v daném bodě dráhy. Šířka gaussiánu je určena hloubkou tohoto bodu.



Obr. 12. Situace při ionizaci těžkou nabitou částicí vstupující do detektoru pod úhlem. Ztráta energie těžké nabitě částice podél dráhy se řídí Braggovou křivkou jejíž tvar odhadujeme pomocí náhradní funkce (viz Obr. 11).

Model závisí na pěti parametrech: Dvě souřadnice vstupu částice do detektoru, celková energie částice, úhel náklonu a otočení detektoru vůči dráze částice. Model sestavený na základě uvedených předpokladů je poměrně složitý a integrace podél dráhy protonu musela být provedena numericky. Přesto je výpočet dostatečně rychlý na to, aby bylo možné provést proložení naměřených dat získaným modelem metodou nejmenších čtverců a určit tak hodnoty všech pěti parametrů. Příklad takto zpracovaného klastřů je zobrazen na Obr. 13. Vidíme, že model velmi dobře souhlasí s experimentálními daty.



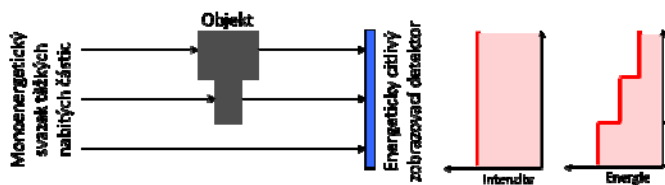
Obr. 13. Zaznamenaný profil signálu způsobeného detekcí protonu o energii 5 MeV a jeho proklad nalezeným parametrickým modelem. Hodnoty pěti parametrů (police interakčního bodu v obou osách, počáteční energie, náklon a rotace detektoru) byly stanoveny fitem metodou nejmenších čtverců.

Dosažená přesnost stanovení úhlu náklonu a rotace detektoru byla na úrovni 0,7 stupně. Přesnost nalezení interakčního bodu bohužel nebylo možno stanovit, protože protony dopadaly náhodně na celou plochu detektoru.

Tato metoda bude v nejbližší budoucnosti ještě dále prověřena pro více kombinací úhlů náklonu a energií protonů. Současně bude model zobecněn doplněním o parametry charakterizující náboj a hmotnost částice. Toto doplnění umožní určit pro každou částici její typ (proton, deuteron, triton, alfa ...), energii, pozici a vektor pohybu – vše s velmi vysokou přesností.

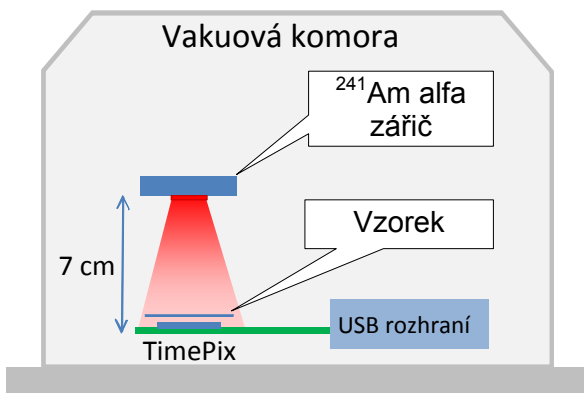
## V. RADIOGRAFIE S TĚŽKÝMI NABÍTÝMI ČÁSTICEMI

Radiografie se nemusí zakládat pouze na sledování změn v intenzitě svazku ionizujícího záření. Je-li svazek záření tvořen monoenergetickými těžkými nabitými částicemi (protony, částicemi alfa atp.), pak při průchodu částic materiálem dojde ke snížení jejich energie. Strukturu zkoumaného objektu tedy lze zobrazovat prostřednictvím energetických ztrát jednotlivých částic [2]. K měření materiálové „hustoty“ podél přímky tedy stačí pouze jediná částice. S běžnými zdroji těžkých nabitých částic (isotopy, iontové svazky) lze zkoumat tenké předměty (tenké vrstvy, fólie, buněčné struktury). Přesnost takového měření může dosáhnout jednotek nanometrů. Princip radiografie s těžkými nabitými částicemi je ilustrován na Obr. 14.



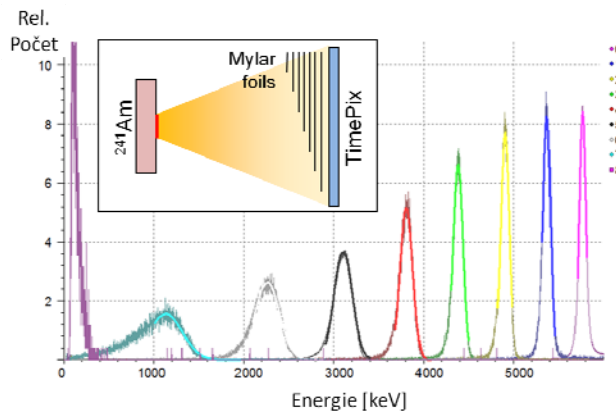
Obr. 14. Princip radiografie se svazkem monoenergetických těžkých nabitých částic. Energie částic je průchodem hmotou objektu snížena, zatímco intenzita svazku zůstává konstantní.

K měření energie částic za vzorkem můžeme použít detektor Timepix. První testy byly provedeny s aparaturou znázorněnou na Obr. 15.



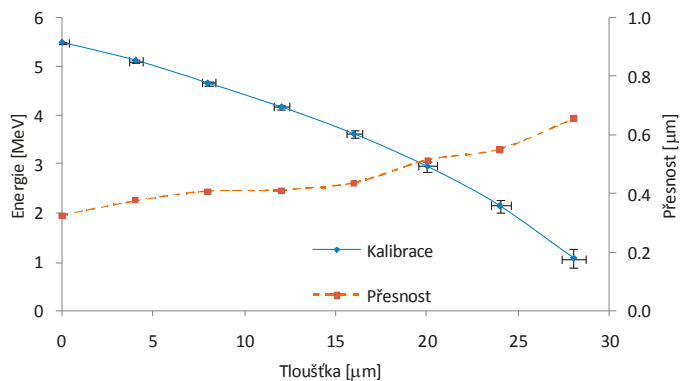
Obr. 15. Experimentální uspořádání pro radiografii s alfa částicemi a pixelovým detektorem Timepix. Pro dosažení větší přesnosti je vše umístěno ve vakuové komoře.

Energetická rozlišovací schopnost detektoru dosahuje 35 keV (RMS) pro alfa částice 5,5 MeV emitované <sup>241</sup>Am. První měření bylo provedeno se stupňovitým vzorkem tvořeným osmi částečně překrývajících se mylarovými fóliemi. (tloušťka jedné fólie je 4 μm). Na detektoru tedy vzniklo devět zón překrytých různou tloušťkou mylaru. Naměřená spektra v těchto zónách jsou zobrazena na Obr. 16.



Obr. 16. Spektra alfa částic emitovaných <sup>241</sup>Am po průchodu různým počtem mylarových fólií (tloušťka jedné fólie je 4 μm).

Nafitováním píků v naměřených spektrech jsme určili střední energii částice po průchodu příslušnou tloušťkou mylaru a také rozptýl této hodnoty. Tímto způsobem vznikla kalibrační křivka dávající do vztahu energii a tloušťku (viz Obr. 17). Použijeme-li měření energie částice ke stanovení tloušťky vzorku, bude tento rozptýl určovat přesnost stanovení.



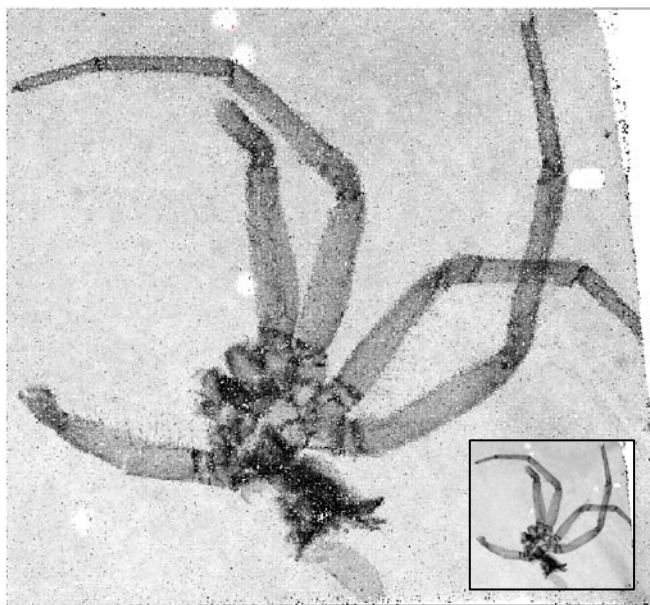
Obr. 17. Spojitá čára (levá svislá osa) udává naměřenou závislost energie alfa částic na tloušťce fólie. Přerušovaná čára (pravá svislá osa) zachycuje přesnost určení tloušťky fólie pomocí měření energie částic.

Přesnost stanovení tloušťky biologického materiálu měřením energie jediné alfa částice tedy dosahuje úrovně 300 nm. Toto rozlišení platí, použijeme-li jedinou částici. Pro více částic lze zvýšit přesnost prostým průměrováním, takže např. při 50 částicích je přesnost 50 nm, při 1000 částicích je to již 10 nm.

I zde platí to, co bylo uvedeno v předchozí kapitole. Analýzou tvarů klastrů lze dosáhnout rozlišení v rovině detektoru lepší než jeden mikrometr.

Příklad použití metody radiografie založené na měření úbytku energie těžkých nabitých částic je zobrazen na Obr. 18. Zkoumaným vzorkem zde byla svlečka (svlečená kůže) pavouka se střední tloušťkou 3 μm. Aktivita použitého alfa zářiče byla velmi nízká (detekováno bylo pouze cca 12 částic za sekundu). Měření tedy trvalo 16 hodin a bylo během něj zachyceno a analyzováno 700 000 částic. Tento počet je

vzhledem k počtu pixelů relativně nízký a umožňuje tedy jen čtyřnásobné zvětšení rozlišení (tj. na 1024 x 1024 pixelů).



Obr. 18. Radiografie svlečené kůže pavouka pomocí měření úbytku energie alfa částic emitovaných  $^{241}\text{Am}$ . Příčné rozlišení obrázku bylo pomocí analýzy clusterů zvýšeno 4 krát (celkem 1024 x 1024 subpixelů). Použito však bylo jen cca 700 000 částic tedy méně než počet pixelů. Z tohoto důvodu vypadá obrázek „tečkovaný“. Obrázek v původním rozlišení detektoru (tj. 256 x 256 pixelů) s cca 11 částicemi na pixel je zobrazen v pravém dolním rohu.

## VI. MATERIÁLOVĚ CITLIVÁ RENTGENOVÁ RADIOGRAFIE

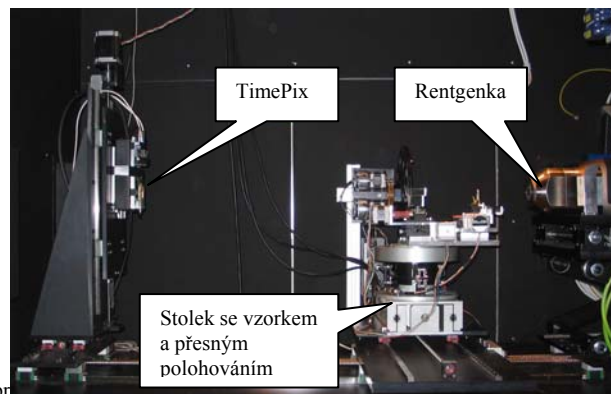
V předchozích kapitolách jsme ukázali, že analýza klastrů vytvořených jednotlivými částicemi je silný nástroj, který umožňuje zvýšit objem informací o detekovaném záření. V této kapitole využijeme získané poznatky pro detekci rentgenového záření na poli rentgenové radiografie.

### A. „Barevná“ rentgenová radiografie

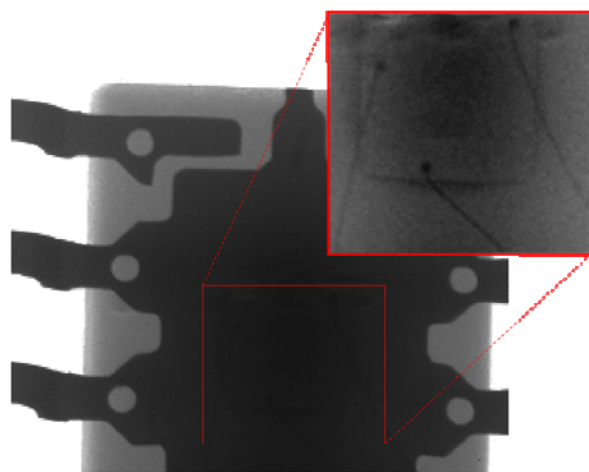
Jak již bylo zmíněno v úvodu, lze pomocí energeticky citlivého zobrazovacího detektoru získat při transmisní rentgenové radiografii jak informaci kvantitativní o rozložení hmoty ve zkoumaném objektu tak informaci kvalitativní o jeho materiálovém složení.

První testy se uskutečnily pomocí rentgenové mikroradiografické aparatury sestávající z rentgenky typu nanofokus s wolframovou anodou, pixelového detektoru Timepix a polohovacího systému. Celá sestava je vyobrazena na Obr. 19.

Testovacím objektem byl integrovaný obvod v pouzdře SSOP<sup>3</sup> určený pro povrchovou montáž. Integrovaný obvod obsahuje kovovou podložku, na které leží čip, připojený k vývodům pomocí drátků o průměru 30  $\mu\text{m}$ . Vše je zalito do plastu. Všechny tyto části jsou viditelné na transmisním absorpčním obrázku pořízeném detektorem Timepix v režimu Medipix (počítání jednotlivých fotonů) (viz Obr. 20).



Obr. 19. Sestava rentgenové radiografie s nanofokusem firmy FeinFocus (vpravo) a pixelovým detektorem Timepix (vlevo). Díky svým rozměrům vyzařovacího bodu rentgenky dosahuje rozlišovací schopnost systému v současnosti úrovně 700 nm.



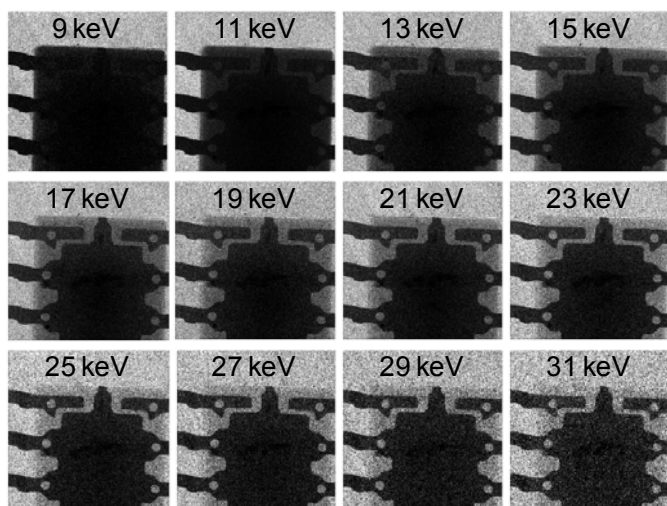
Obr. 20. Rentgenový absorpční snímek integrovaného obvodu. Dynamický rozsah pixelového detektoru Timepix umožňuje rozlišit nízkokонтastní strukturu křemíkového čipu s tenkými drátovými kontakty.

Další měření proběhlo s detektorem Timepix pracujícím v režimu TOT. Způsobem událost za událostí bylo zaznamenáno cca 40 000 snímků s dobou expozice 100  $\mu\text{s}$  na snímek. Celkem bylo zaznamenáno 14 miliónů klastrů jednotlivých fotonů. Všechny klastry byly vyhodnoceny a rozříděny podle energie do 12 skupin. Z každé skupiny byl poté vytvořen snímek. Sekvence těchto snímků je zobrazena na Obr. 21. Vidíme zde vlastně obrázky téhož objektu pořízené při různých vlnových délkách (energiích) záření. Jedná se tedy o ekvivalent dvanácti barevných kanálů při zobrazování ve viditelném světle.

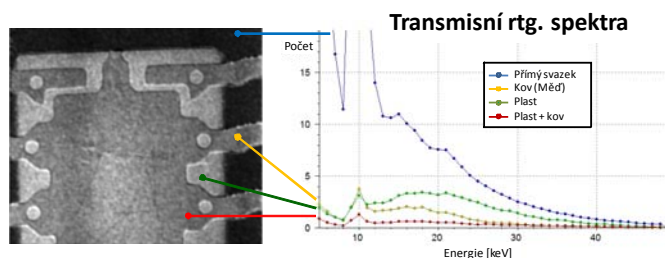
Jiný pohled na tatáž data nabízí graf na Obr. 22. V každém pixelu je možné sestavit spektrum prošlého záření. Vidíme, že tvary spekter za různými částmi objektu se značně liší. Tato skutečnost umožňuje rozlišit jednotlivé materiály, z nichž je objekt složen.

<sup>3</sup> SSOP - Shrink Small-outline Package. Mikročip zapouzdřený pro povrchovou montáž s vývody na obou stranách s rozestupy 0,635 mm.





Obr. 21. Sekvence transmissních obrázků pro různé energie rentgenového záření.

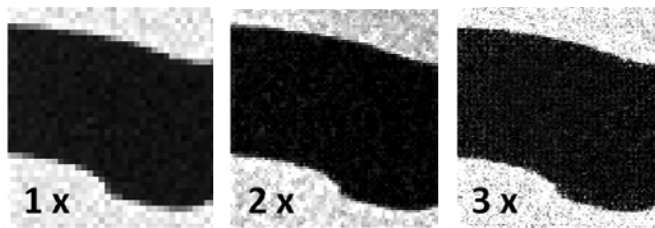


Obr. 22. Spektra zaznamenaná za různými částmi objektu (vpravo) se významně liší, což umožňuje provádět analýzu materiálového složení objektu. Černobílý obrázek vlevo zachycuje střední energii prošlého záření. Je zde jasně vidět, že střední energie záření za kovovými (měď) částmi je nižší než střední energie za částmi plastovými ačkoliv absorpce je v mědi podstatně vyšší (viz Obr. 20). Je to způsobeno  $K_{\alpha}$  absorpcí hranou mědi.

### B. Zvýšení rozlišovací schopnosti rentgenových snímků

V kapitole V jsme se věnovali radiografii s těžkými nabitými částicemi a ukázali jsme, jak lze zvýšit přesnost určení místa dopadu částice pomocí analýzy klastřů. Na Obr. 3 jsme demonstrovali, že i při detekci rentgenového záření obzvláště při nízkém budícím napětí detektoru může být počet vícepixelových klastřů významný. Nabízí se tedy možnost pokusit se prostřednictvím analýzy klastřů zvýšit rozlišení i v případě rentgenové radiografie.

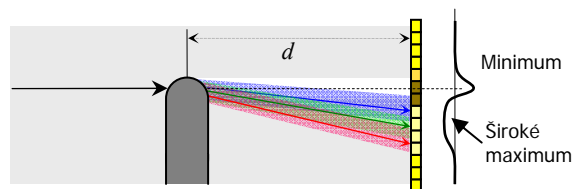
Využijeme znovu data získaná při měření integrovaného obvodu. Protože je nyní velikost klastřů podstatně menší, než jaká byla v případě těžkých nabitých částic, vybereme z nich pouze klastry tvořené alespoň třemi pixely, které navíc neleží na jedné přímce. Tuto podmínku splňuje přibližně čtvrtina všech událostí. Vzhledem k malé velikosti těchto klastřů použijeme ke zpřesnění určení místa dopadu výpočet těžiště namísto fitu. Výsledky (viz Obr. 23) ukazují, že tímto způsobem lze rozlišení zvýšit tři- až pětinasobně. Abychom přesněji určili míru zpřesnění, potřebovali bychom lepší statistiku, tj. větší počet klastřů.



Obr. 23. Levý horní kontakt integrovaného obvodu (srovnej s Obr. 20). Prostorové rozlišení bylo vylepšeno výpočtem těžiště klastřů. Byly použity pouze klastry skládající se alespoň ze tří pixelů.

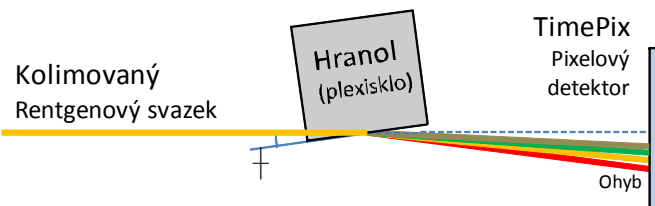
## VII. FÁZOVĚ CITLIVÉ ZOBRAZOVÁNÍ

Jak již bylo řečeno, průchodem svazku radiace materiálem objektu nedochází pouze k útlumu intenzity záření absorpcí. Jedním z efektů, které se mohou rovněž uplatnit, je ohyb. Princip zobrazování vnitřní struktury objektu pomocí ohybových (fázových) jevů v takzvaném „in-line“ uspořádání je znázorněn na Obr. 24. Protože ohybové efekty jsou závislé mimo jiné i na vlnové délce (tedy energii) [3] lze i na tomto poli využít spektrometrických vlastností detektoru Timepix.



Obr. 24. Princip fázově citlivého zobrazování v „in-line“ uspořádání. Změny indexu lomu materiálu objektu způsobí změny ve směru šíření svazku, což vyvolává změny v profilu intenzity záření dopadajícího na stínítko. Vzhledem k tomu že úhly ohybu rentgenového záření jsou velmi malé, jsou změny intenzity pozorovatelné jen při dostatečné vzdálenosti mezi objektem a detektorem.

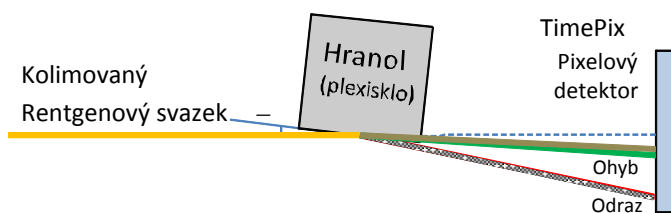
Byl proveden jednoduchý experiment dokládající schopnost detektoru zaznamenat energetickou závislost ohybových efektů. Hranol vyrobený z plexiskla byl pod malým úhlem ozářen úzkým kolimovaným svazkem<sup>4</sup> rentgenového záření emitovaného wolframovou rentgenkou. Ve vzdálenosti 60 cm od hranolu byl umístěn detektor Timepix, který v režimu událost za událostí zaznamenával stopu svazku. Celé uspořádání je ve dvou konfiguracích schematicky znázorněno na Obr. 25 a Obr. 26.



Obr. 25. Uspořádání ohybového experimentu pro kladný úhel rotace  $\alpha$ . Jednotlivé složky svazku rentgenového záření jsou odchýleny od původního směru šíření díky velké změně indexu lomu na rozhraní plexiskla a vzduchu.

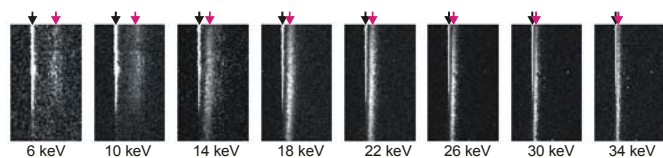
<sup>4</sup> Byl použit ocelový kolimátor 5  $\mu\text{m}$  široký a 3 mm dlouhý.



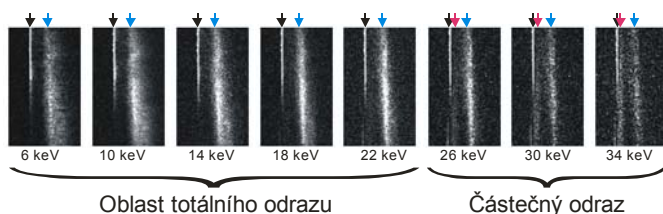


Obr. 26. Ohybový experiment pro záporný úhel rotace hranolu: Rentgenové paprsky nižších energií jsou od povrchu hranolu odraženy a nemohou tedy vstoupit do hranolu.

Abychom mohli ohybové efekty pozorovat, musí být úhel rotace hranolu velmi malý. Byla provedena série měření pro úhel od  $-0.2$  do  $0.2$  stupně s krokem  $0.0025$  stupně. V každé pozici bylo zaznamenáno a analyzováno milion klastrů. Výsledky jsou zobrazeny na Obr. 27 a Obr. 28 pro dva úhly rotace  $+0.05$  a  $-0.05$  stupně. Naměřená data dokazují, že detektor Timepix je schopen zaznamenat energetickou závislost ohybových efektů.



Obr. 27. Zaznamenaný ohybový obrazec pro různé energie při úhlu rotace hranolu  $+0.05$  stupně. V každém obrázku je původní (nevychýlená) pozice svazku zobrazena jako tenkou jasnou linku (označeno černou šipkou). Širší rozmazaný oblak napravo je stopa ohnutého svazku (označeno červenou šipkou). Vidíme, že pro rostoucí energii se úhel ohybu zmenšuje a stopa ohnutého svazku se posunuje doleva.



Obr. 28. Zaznamenaný obrazec pro různé energie při úhlu rotace hranolu  $-0.05$  stupně. Vidíme, že pro energie nižší než  $22$  keV se obrázky od sebe neliší. Důvodem je skutečnost, že pro tyto energie dochází k úplnému odrazu od povrchu hranolu. Úhel odrazu (označeno modrou šipkou) je samozřejmě roven úhlu dopadu a je tedy nezávislý na energii. V obrázcích pro vyšší energie je vidět jednak stopa svazku částečně odraženého jednak stopa ohybu (červená šipka).

## VIII. ZÁVĚR

Polovodičový pixelový detektor Timepix představuje díky možnosti měřit energii detekované ionizující částice v každém svém pixelu významný pokrok v konstrukci detektorů. Ukázali jsme, že metoda zaznamenávání dat způsobem událost za událostí, přináší výrazné navýšení informace, kterou lze měřením získat.

Efekt sdílení náboje mezi sousedními pixely detektoru představoval slabinu předchozích typů pixelových detektorů. Tento efekt zhoršuje spektrometrické vlastnosti detektoru i jejich prostorovou rozlišovací schopnost. Detektor Timepix

v režimu TOT a při čtení metodou událost za událostí umožňuje efekt sdílení náboje měřit a tím jej využít ke zpřesnění informace o detekované částici.

Při použití popsané metody k detekci těžkých nabitých částic lze i při velikosti pixelu  $55 \mu\text{m}$  určit polohu jejich dopadu s přesností  $450 \text{ nm}$  (RMS, při alfa částicích o energii  $5,5 \text{ MeV}$ ) a jejich energii s přesností  $35 \text{ keV}$  (RMS).

Tvar ionizace, kterou částice v detektoru způsobí, spolu s efektem sdílení náboje umožňuje získat v některých případech i informaci o směru příletu částice, jak bylo demonstrováno na případě MIP částice a protonu.

Analýza jednotlivých událostí přináší výhody i při detekci jednotlivých fotonů rentgenového záření. Efekt sdílení nábojem spolu s vysokou granularitou detektoru umožňuje pomocí analýzy klastrů určit místo dopadu fotonu (s přesností na  $10\text{--}20 \mu\text{m}$ ), jeho energii (s přesností  $3.2 \text{ keV}$  RMS při  $59.5 \text{ keV}$ ) a dokonce i hloubku interakce v materiálu detektoru.

V oblasti rentgenové transmisní radiografie lze pomocí detektoru Timepix naměřit v každém pixelu nejen intenzitu záření, ale zachytit také tvar energetického spektra. Tato skutečnost značně rozšiřuje možnosti radiografických technik, které nyní mohou kromě kvantitativní informace o rozložení hmoty poskytnout i informaci kvalitativní o materiálovém složení.

Jedinou nevýhodou stávající verze detektoru Timepix je relativně malá rychlost. V režimu záznamu měření stylem událost za událostí je totiž nutné číst velké množství snímků s velmi krátkou expoziční dobou, aby se zamezilo překrývání klastrů. Vyčtení snímku však trvá poměrně dlouho<sup>5</sup>, což přináší značnou mrtvou dobu. Tuto dobu by bylo možné výrazně zkrátit implementací jednoduchých algoritmů komprese dat, které by zamezily přenosu dat z pixelů bez signálu (tzv. řídké čtení).

## PODĚKOVÁNÍ

Tato práce vznikla v rámci mezinárodní spolupráce Medipix, byla podpořena grantovým projektem 1P04LA211 „Spolupráce ČR s CERN“, projektem centra základního výzkumu LC06041 a výzkumným záměrem MSM 6840770040 poskytnutými Ministerstvem školství, mládeže a tělovýchovy České republiky.

## LITERATURA

- [1] X. Llopart, R. Ballabriga, M. Campbell, L. Tlustos, W. Wong: Timepix, a 65k Programmable Pixel Readout Chip for Arrival Time, Energy and/or Photon Counting Measurements, Nucl. Instr. And Meth., available online at [www.sciencedirect.com](http://www.sciencedirect.com).
- [2] J. Jakubek, T. Holy, S. Pospisil, J. Uher, Z. Vykydal: “Single Quantum Counting Pixel Detectors for Imaging with Heavy Charged Particles and Electrons”, accepted for publication in Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A (2008).
- [3] Jan Jakubek, Jiri Dammer, Carlos Granja, Tomas Holy, Stanislav Pospisil, Josef Uher: “Compact System for High Resolution X-ray Transmission Radiography, In-line Phase Enhanced Imaging and Micro

<sup>5</sup> Timepix lze číst přes sériové či 32-bitové paralelní rozhraní. Maximální komunikační frekvence je  $100 \text{ MHz}$ . Čtení snímku tedy trvá  $10 \text{ ms}$  resp.  $0,32 \text{ ms}$  pro sériové resp. paralelní rozhraní.

CT of Biological Samples", Proceedings of Nuclear Science Symposium  
IEEE 2006, October 2006, San Diego, USA, published on CDROM  
(2007). Contribution Number N30-84.