“Nie celujące γ” jako sygnał nowej fizyki w detektorze CMS System mionowy detektora CMS jako późny kalorymetr w poszukiwaniu nowej fizyki

Sylwia Godlewska
Agnieszka Witkowska

Uniwersytet Warszawski

28 Maja, 1999

Abstract

Celem pracy była ocena efektywności znalezienia sygnału będącego sygnaturą rozpadu $\tilde{N}_1 \longrightarrow \gamma + \tilde{G}$ dla różnych mas neutralina $\tilde{N}_1$ i różnych czasów życia, w kalorymetrze elektromagnetycznym i w sektorze mionowym detektora CMS.

LHC

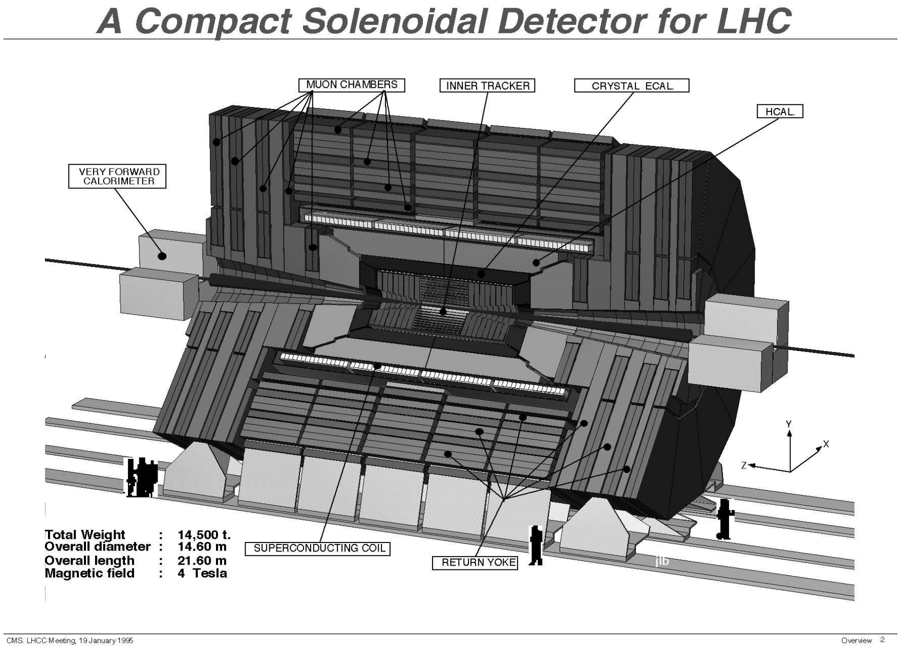
LHC (**L**arge **H**adron **C**ollider) jest planowanym akceleratorem, który zostanie umieszczony w tunelu LEP-u (**L**arge **E**lectron–**P**ositron collider) w CERN-ie (**C**entre **E**uropeen pour la **R**echerche **N**ucleair). W LHC będą zderzać się co 25 ns przeciwbieżne wiązki protonów (pogrupowane w paczki po 10^{11} protonów) przy energii w środku masy $E_{CMS} = 14$ TeV i świetlności $L = 10^{34}$ cm^{-2}s^{-1}.

Jednym z podstawowych zadań programu eksperymentalnego LHC jest zrozumienie mechanizmu łamania symetrii elektrosłabej.

W modelu z łamaniem supersymetrii poprzez sektor cechowania, tzw. GMSB (**G**auge **M**ediated **S**upersymmetry **B**reaking) najlżejszą cząstką supersymetryczną jest grawino $\tilde{G}$ z maksymalną masą ok.1 keV/c^2, natomiast neutralino $\tilde{N}_1$ – kolejnym najlżejszym superpartnerem (NLSP, **N**ext to the **L**ightest **S**ypersymmetric **P**article) rozpadającym się głównie w kanale $\tilde{N}_1 \longrightarrow \gamma + \tilde{G}$. Jego sygnaturą mają być nie celujące do punktu oddziaływania fotony γ, dające silny sygnał w kalorymetrze elektromagnetycznym, a możliwe do zarejestrowania w części mionowej detektora CMS.

Detektor CMS

CMS (**C**ompact **M**uon **S**olenoid) jest projektowanym detektorem przeznaczonym do identyfikacji i pomiaru energii i pędów fotonów, elektronów, mionów i innych cząstek naładowanych z bardzo wysoką precyzją [1]. Zostanie on umieszczony w miejscu o najwyższej świetlności akceleratora LHC.



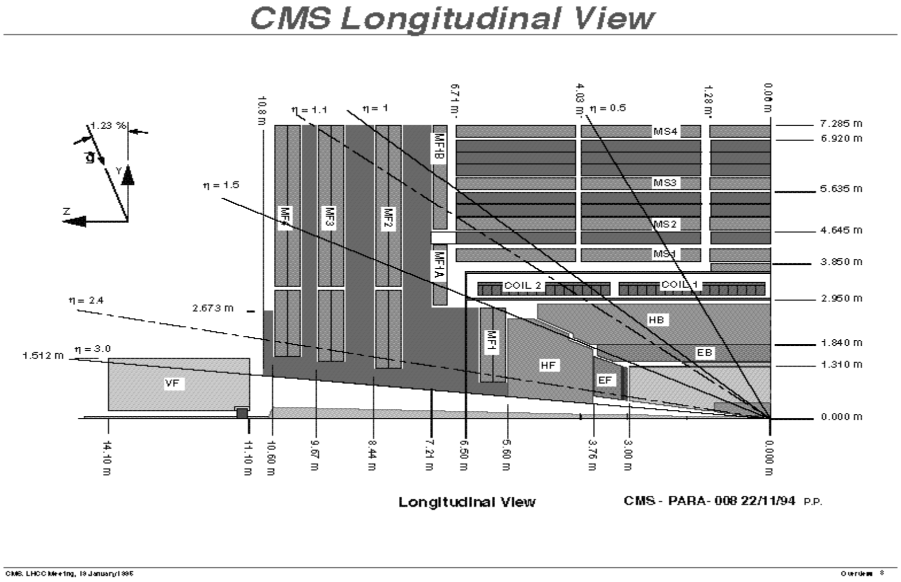
Rys.1. Schemat detektora CMS.

Detektor CMS składa się z wewnętrznego systemu śladowego (*Inner Tracker*) z wysokiej ziarnistości mikropaskowymi i punktowymi detektorami, scyntylatorowego kalorymetru elektromagnetycznego (*Crystal ECAL*), próbkującego kalorymetru hadronowego (*HCAL*), zbudowanego ze scyntylatora przekładanego miedziowymi płytami absorbera, oraz nadprzewodzącego solenoidu (*Superconducting Coil*) wytwarzającego pole magnetyczne 4 T, połączonego z wielowarstwowym systemem mionowym.

1. Kalorymetr Elektromagnetyczny

W jednorodnym kalorymetrze elektromagnetyczym detektora CMS wykorzystane zostaną kryształy $PbWO_4$, których zaletą jest m.in. [2]:

- gęstość $D = 8.28$ cm;
- krótka droga radiacyjna $X_0 = 0.89$ cm (długość kryształów 23 cm odpowiada 25.8 X_0);
- mały promień Moliera $R_M = 2.0$ cm;
- stosunkowo szybka emisja scyntylacji, ze średnim czasem 10 ns;
- łatwość wzrostu kryształów – metodą Czochralskiego w tyglach platynowych.



Rys.2. Przekrój podłużny detektora CMS.

Kalorymetr elektromagnetyczny jest podzielony na części:

- **beczka**, (EB, ang. *barrel*), pokrywa zakres pseudopospieszności $\mid \eta \mid < 2.6$ i charakteryzuje się bardzo dobrą energetyczną zdolnością rozdzielczą:

$$\frac{\sigma}{E} = \frac{2\%}{\sqrt{E(GeV)}} \oplus \frac{0.2}{E(GeV)} \oplus 0.5$$

- **przykrywki**, (EF, ang. *endcap*), pokrywające $1.48 < \eta < 3.0$ (przy czym precyzyjny pomiar energii możliwy jest dla $\mid \eta \mid < 2.6$) oraz energetyczną zdolnością rozdzielczą:

$$\frac{\sigma}{E} = \frac{5\%}{\sqrt{E(GeV)}} \oplus \frac{0.2}{E(GeV)} \oplus 0.5$$

- **wstępny kalorymetr**, (ang. *preshower*), umieszczony przed przykrywkami i być może przed beczką, którego zadaniem jest m.in. identyfikowanie $\pi^0 \longrightarrow \gamma\gamma$, które mogą być mylone z pojedynczym fotonem γ i stanowić tło dla interesujących nas procesów.

2. System mionowy detektora CMS

System mionowy detektora **CMS** składa się z czterech stacji komór mionowych **MS** (**M**uon **S**tation), umieszczonych na zewnątrz nadprzewodzącej cewki, pomiędzy którymi znajdują się warstwy żelaza o grubości $30-40$ cm. Warstwy żelaza zostały przewidziane do absorbcji pozostałości kaskad hadronowych oraz stanowić mają jarzmo zwrotne magnesu.

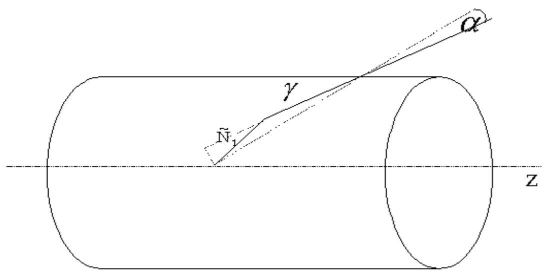
Aby uzyskać bardzo dobrą czasową i przestrzenną zdolność rozdzielczą detektorów wybrano następujące rozwiązania techniczne [1]:

- środkowa część systemu mionowego , tzw. beczka, wyposażona została w komory opornościowe **RPC** (**R**esistive **P**late **C**hambers), niosące informację o pozycji z dokładnością 1 paska i o czasie z dokładnością 25 ns, stosowane głównie jako tryger, i dryfowe komory **DT** (**D**rift **T**ubes).
- boczne stacje mionowe (**MF**) są wyposażone w komory opornościowe **RPC** oraz katodowe komory paskowe **CSC** (**C**athode **S**trip **C**hambers).

W systemie mionowym będzie można zarejestrować cząstki dla $|\ \eta\ | < 2.4$.

Analiza danych

Jako "nie celujące γ" określa się fotony γ z rozpadu $\tilde{N}_1 \longrightarrow \tilde{G}\gamma$, które "nie celują" do punktu oddziaływania. Oznacza to, że prosta poprowadzona przez punkt, w którym neutralino ulega rozpadowi i punkt przecięcia γ z kalorymetrem elektromagnetycznym nie pokrywa się z prostą poprowadzoną przez wierzchołek oddziaływania i punkt przecięcia γ z kalorymetrem (rysunek 3):



Rys.3. Schemat rozpadu neutralina wewnątrz systemu śladowego.

Kąt α, powstały pomiędzy tymi dwiema prostymi, określa "nie celowanie" γ, przy czym interesującym sygnałem staje się pojedyncze γ w ECAL, odchylone o kąt $\alpha > 5\,\sigma$ od kierunku do punktu oddziaływania, gdzie σ jest kątową zdolnością rozdzielczą:

$$\sigma = \frac{0.03\ (rad)}{\sqrt{E\ (GeV)}} \oplus 0.004\ (rad)$$

Inną możliwością sygnału są 2γ odchylone pod kątem $\alpha > 5\ \sigma$ każda, pochodzące z rozpadu dwóch neutralin powstałych w wierzchołku oddziaływania.

Biorąc pod uwagę rok pracy detektora (10^7 s) i świetlność L = 10^{34} cm^{-2}s^{-}1, ze wzrostem masy neutralina i zmniejszeniem przekroju czynnego na oddziaływanie, zmniejsza się liczba przypadków, jak przedstawia to poniższa tabela.

	masa [GeV]	przekrój czynny [mb]	liczba przypadków/rok
1	102	$6 \cdot 10^{-9}$	600000
2	146	$3.4 \cdot 10^{-9}$	340000
3	206	$5.1 \cdot 10^{-10}$	51000
4	291	$7 \cdot 10^{-11}$	7000

Do analizy sygnatury rozpadu $\tilde{N}_1 \longrightarrow \tilde{G}\gamma$ w kalorymetrze elektromagnetycznym wykorzystano po 3000 wygenerowanych przypadków dla dwóch neutralin powstałych w wierzchołku oddziaływania *pp*, dla poszczególnych mas, a w systemie mionowym po 30000 przypadków.

Prawdopodobieństwo długości lotu cząstki o czasie życia τ, masie m, pędzie p, określane jest formułą:

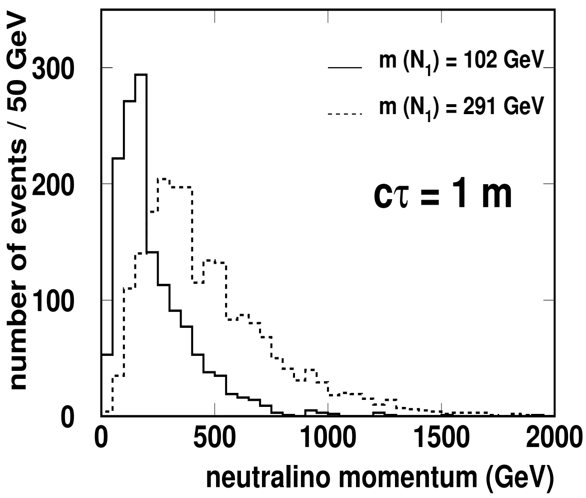
$$P(s) = \frac{1}{\lambda} e^{-\frac{s}{\lambda}}$$

gdzie $\lambda = c\tau\frac{p}{m}$. Zatem możliwość detekcji rozpadu $\tilde{N}_1 \longrightarrow \tilde{G}\gamma$ zależy od średniej drogi λ.
W pracy rozpatrzono przypadki dla 0.01 m $< c\tau <$ 16 m zarówno dla kalorymetru elektromagnetycznego jak i systemu mionowego.

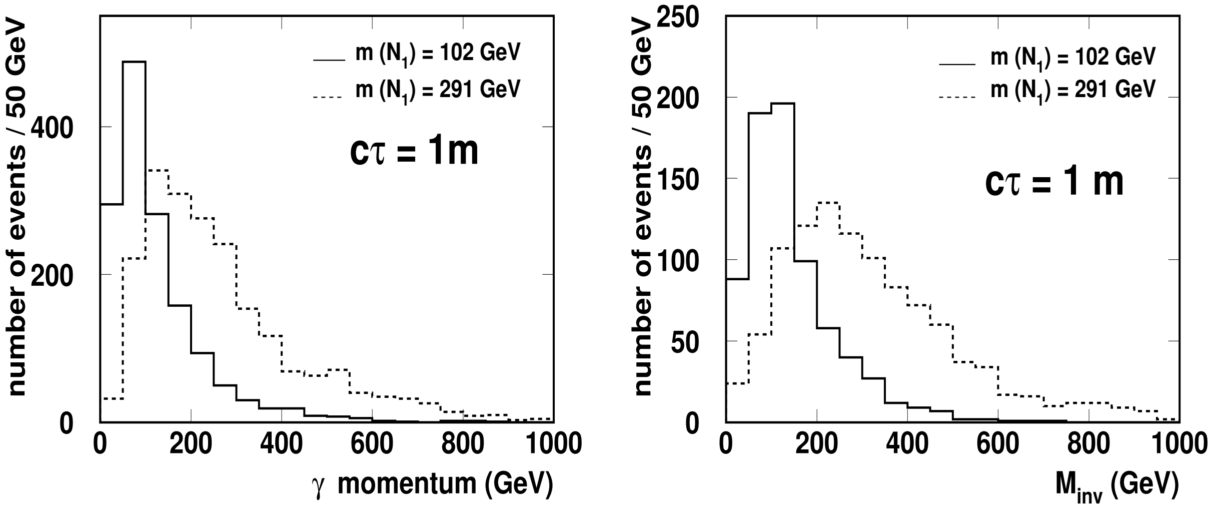
1. Kalorymetr elektromagnetyczny

Detekcja 2γ

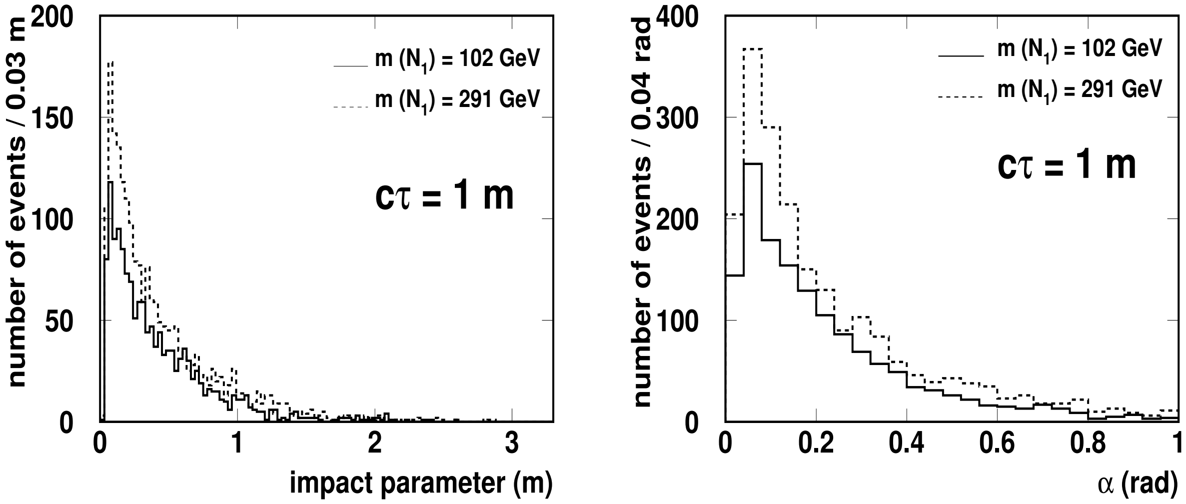
Rysunki (4,5) przedstawiają rozkłady pędu neutralina, masy niezmienniczej i pędu fotonów dla zarejestrowanych jednocześnie 2γ w kalorymetrze elektromagnetycznym dla dwóch różnych mas neutralina i $c\tau = 1$ m.
Widać, że ze wzrostem masy neutralina wzrasta średnia wartość jego pędu, a zatem wzrasta również średnia wartość pędu fotonu γ i masa niezmiennicza. Dla neutralina o masie m = 291 GeV jest ponad dwa razy większa niż dla neutralina najlżejszego (m = 102 GeV).



Rys.4. Rozkład pędu neutralina dla $c\tau = 1$ m i różnych mas neutralina.

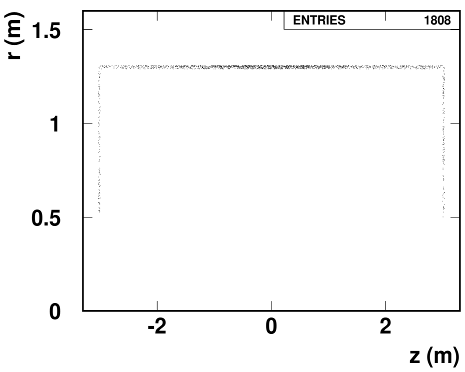


Rys.5. Rozkłady pędu fotonów γ i masy niezmienniczej dla $c\tau = 1$ m i różnych mas neutralina.



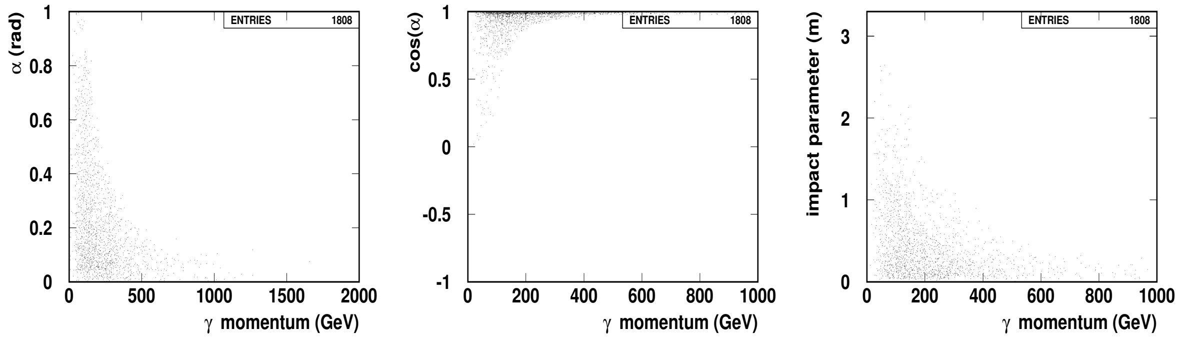
Rys.6. Rozkłady parametru zderzenia i kąta α dla $c\tau = 1$ m i różnych mas neutralina.

Rozkłady kąta α, czy parametru zderzenia, przedstawione na rysunku 6, pokazują, że wzrost masy neutralina dla $c\tau = 1$ m nie wpływa znacząco na te wielkości.
Rysunek 7 przedstawia rozkład przypadków 2γ w kalorymetrze elektromagnetycznym. Najwięcej fotonów γ trafia do beczki ECAL.

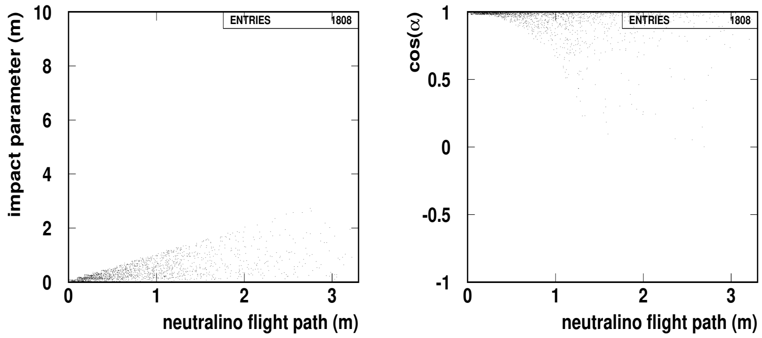


Rys.7. Rozkład liczby przypadków 2γ w ECAL dla m = 206 GeV i $c\tau = 1$ m,
r – promień kalorymetru, z – jego długość, (początek układu współrzędnych w wierzchołku oddziaływania *pp*).

Im większy pęd fotonu tym mniejszy jest kąt niecelowania γ, i tym mniejszy jest parametr zderzenia, jak na rysunku 8.

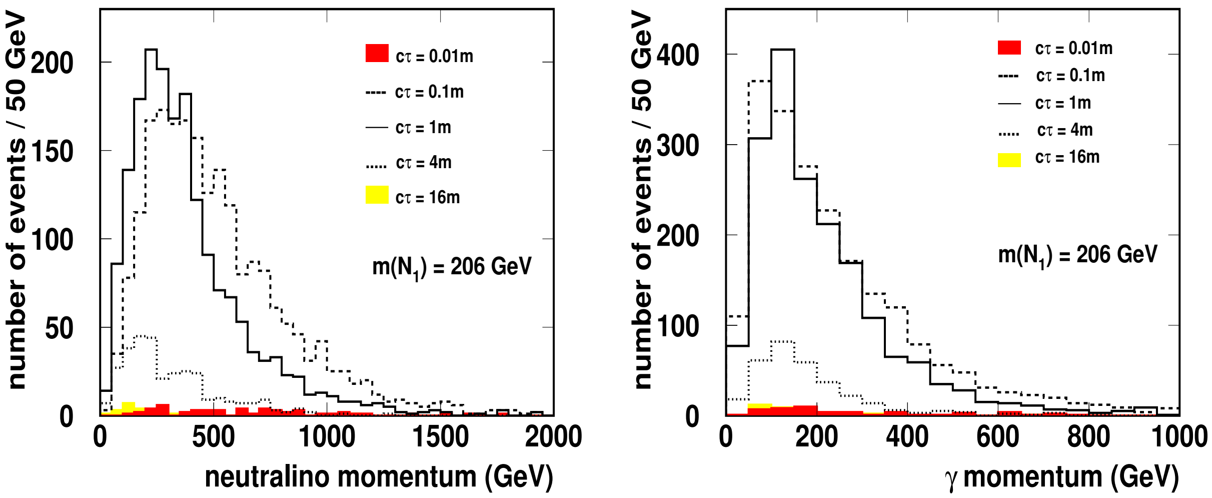


Rys.8. Zależność kąta α, $\cos(\alpha)$ i parametru zderzenia w funkcji pędu fotonu γ dla m = 206 GeV i $c\tau = 1$ m, (dla pozostałych mas neutralina jest podobnie).



Rys.9. Zależność parametru zderzenia i $\cos(\alpha)$ w funkcji drogi rozpadu neutralina dla m = 206 GeV i $c\tau = 1$ m.

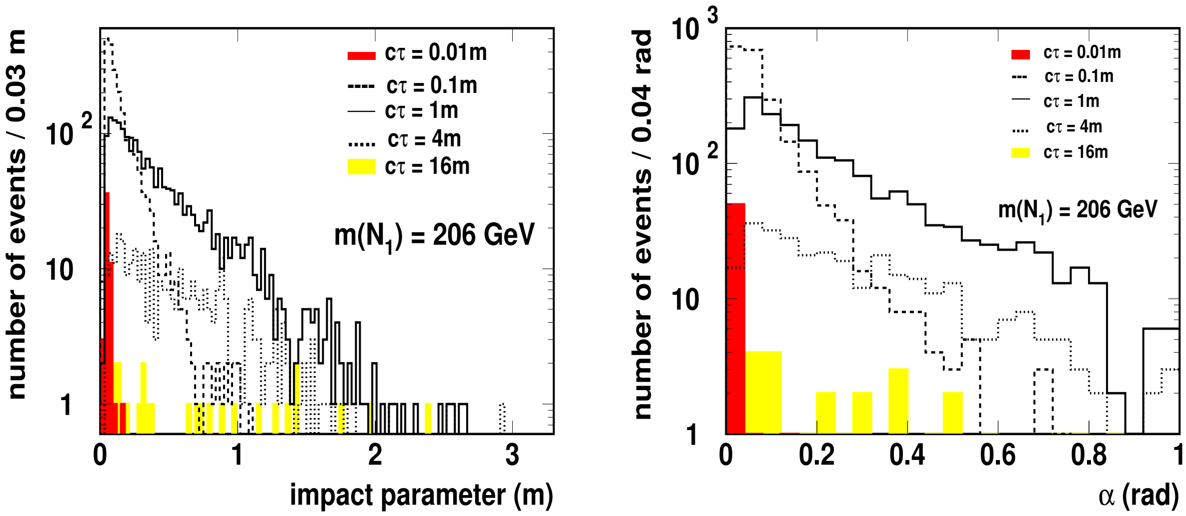
Dla masy neutralina m = 206 GeV rozpatrzone zostały 0.01 m $< c\tau <$ 16 m.



Rys.10. Rozkład pędu neutralina i pędu γ dla m = 206 GeV i 0.01 m $< c\tau <$ 16 m.

Zmieniając $c\tau$ zdecydowanie zmienia się liczba przypadków zarejestrowanych w kalorymetrze elektromagnetycznym. Ze wzrostem $c\tau$ średni pęd neutralina znacznie maleje, zmienia się również średnia wartość pędu γ.
Kąt niecelowania α (rysunek 11) ze wzrostem $c\tau$ rośnie:

$c\tau$ [m]	0.01	0.1	1	4	16
α [rad]	0.023	0.079	0.223	0.291	0.291

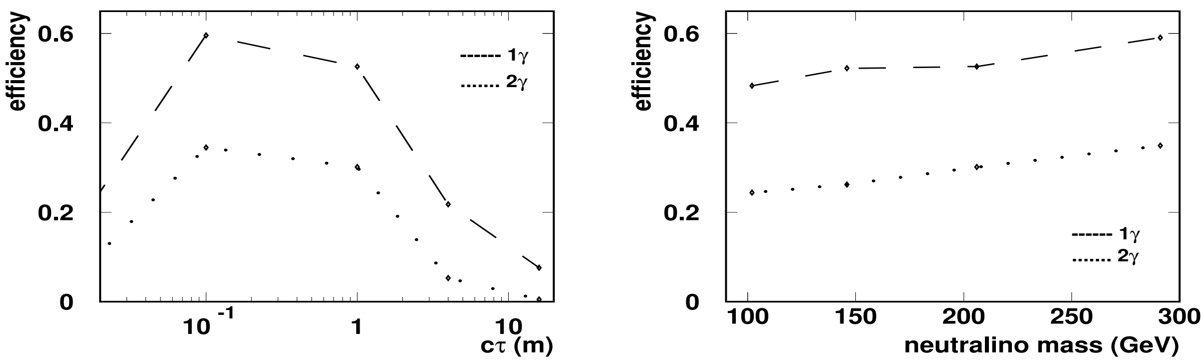


Rys.11. Rozkład parametru zderzenia i kąta α dla m = 206 GeV i 0.01 m $< c\tau <$ 16 m.

Detekcja 1γ

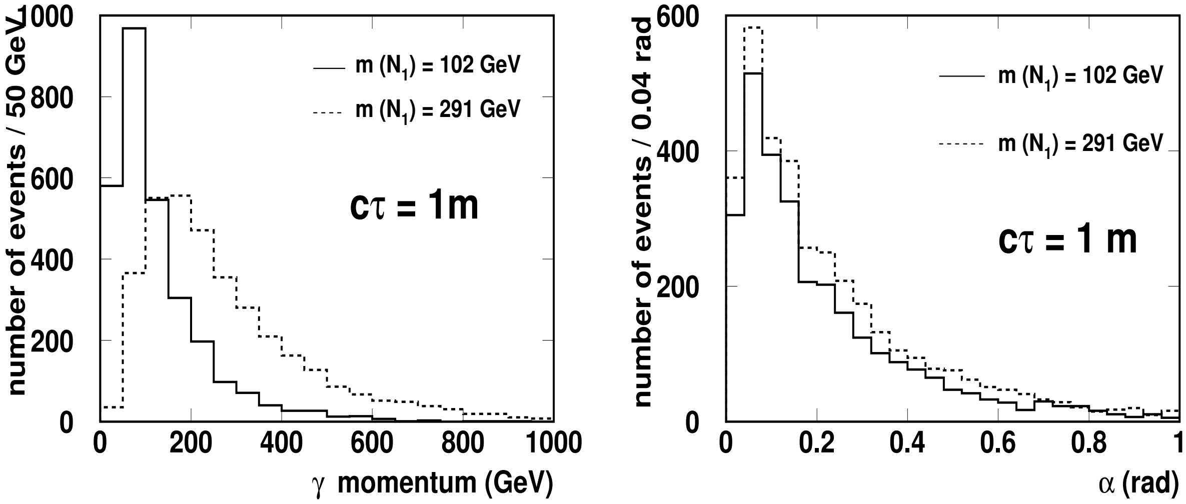
Gdy przyjmiemy, że wystarczającym sygnałem przejścia neutralina jest zarejestrowanie co najmniej 1γ, to efektywność wzrośnie w porównaniu do efektywności zaobserwowania 2γ:

a) b)



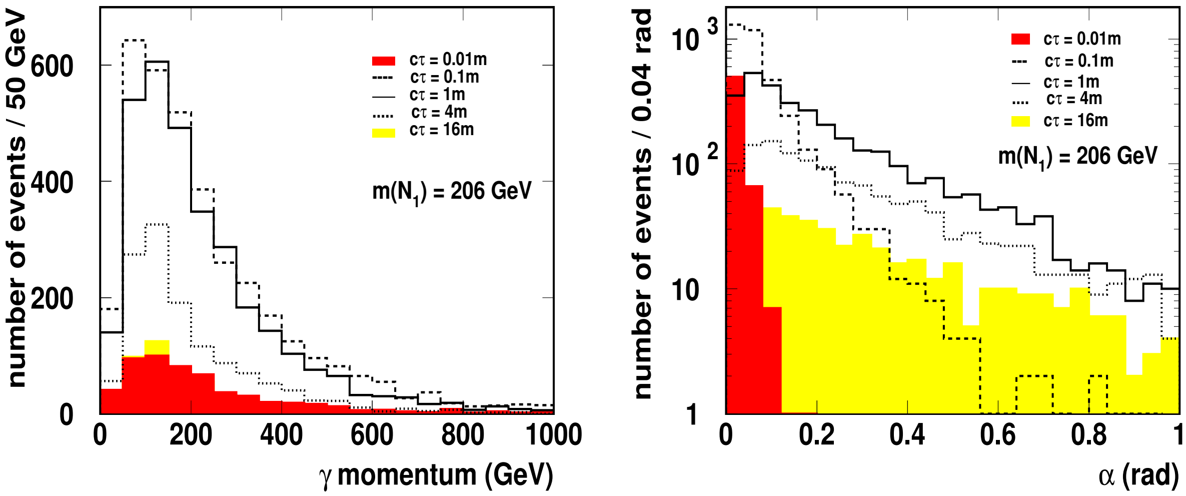
Rys.12. Efektywność zarejestrowania sygnału, będącego sygnaturą rozpadu $\widetilde{N}_1 \longrightarrow \gamma + \widetilde{G}$ dla a) m = 206 GeV i 0.01 m $< c\tau <$ 16 m, b) różnych mas neutralina i $c\tau = 1$ m.

Najwyższą efektywność otrzymamy dla masy neutralina m = 291 GeV i $c\tau = 0.1$ m.
Dla różnych mas neutralina i $c\tau = 1$ m rozkłady pędu fotonów γ i kąt α przedstawione są na rysunku 13.



Rys.13. Rozkład pędu γ i kąta α dla różnych mas neutralina i $c\tau = 1$ m.

Natomiast dla masy neutralina m = 206 GeV i 0.01 m $< c\tau <$ 16 m rozkłady pędu fotonu γ i kąta α są następujące:



Rys.14. Rozkład pędu γ i kąta α dla m = 206 GeV i 0.01 m $< c\tau <$ 16 m.

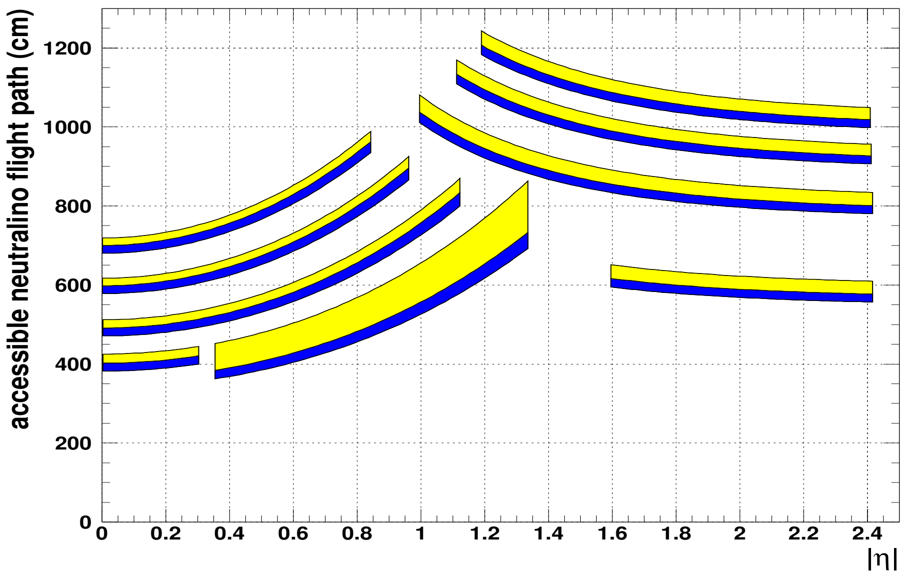
Podsumowanie

Za sygnaturę rozpadu $\widetilde{N}_1 \longrightarrow \gamma + \widetilde{G}$ możemy przyjmować zarejestrowanie w kalorymetrze elektromagnetycznym ECAL co najmniej 1γ lub 2γ, przy czym efektywność jest większa dla 1γ. Dla $c\tau < 1$ m najwięcej rozpadów ma miejsce w systemie śladowym, dzięki

czemu foton może zostać zarejestrowany w ECAL i możemy precyzyjnie zmierzyć jego energię. Patrząc na przestrzenny rozkład energii zdeponowanej w ECAL można próbować określać kierunek fotonu i parametr zderzenia.
Tłem dla zarejestrowania interesującego nas procesu mogą być m.in. $\pi^0 \longrightarrow \gamma\gamma$ rozpadające się szybko na 2γ, a identyfikowane jako 1γ. Aby wyeliminować tego typu przypadki, a tym samym zwiększyć precyzję pomiaru planuje się umieszczenie wstępnego kalorymetru (*preshower*) przed ECAL.

2. System mionowy

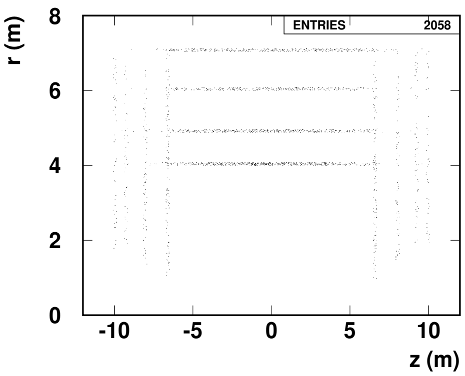
Foton, wewnątrz żelaza powoduje powstawanie kaskady elektromagnetycznej. Jest ona charakteryzowana przez długość radiacyjną, która dla żelaza wynosi $X_0 = 1.76$ cm. Kaskada osiąga maksimum dla ok. 8 X_0, co odpowiada ok. 14 cm i będzie widoczna na długości około 30 cm. Dlatego też przyjmuje się, że w systemie mionowym zaobserwuje się foton, gdy kaskada zostanie zainicjowana w ostatnich 20 cm żelaza przed stacją.
Grubości płyt żelaznych zostały tak dobrane, aby wytworzony strumień cząstek był widzialny tylko przez jedną stację. Kaskada wykreowana przez foton wewnątrz stacji mionowej rozwija się o wiele wolniej z powodu małej gęstości stacji. Dlatego będzie widoczna, jeżeli zacznie się tworzyć w 5 cm od początku stacji.



Rys.15. Osiągalna droga rozpadu neutralina w systemie mionowym w funkcji pseudopospieszności η, (szary obszar – ostatnie 20 cm żelaza przed każdą stacją mionową, czarny obszar – pierwsza połowa każdej stacji mionowej).

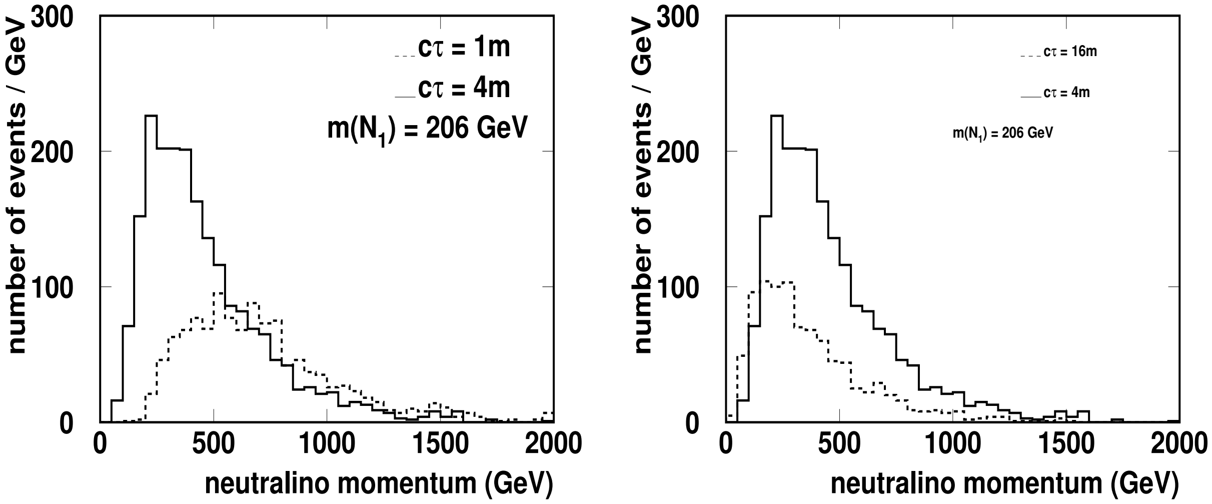
Szeroki zakres drogi rozpadu $\widetilde{N}_1$ jest osiągalny od 370 cm do 1200 cm.

W systemie mionowym, analiza oparta jest na zarejestrowaniu co najmniej 1γ w jednej ze stacji mionowych. Rysunek 16 przedstawia rozkład zarejestrowanych przypadków we wszystkich stacjach mionowych, zarówno w beczce jak i w bocznych. Podobnie jak w kalorymetrze elektromagnetycznym najwięcej fotonów trafia do części zwanej beczką.



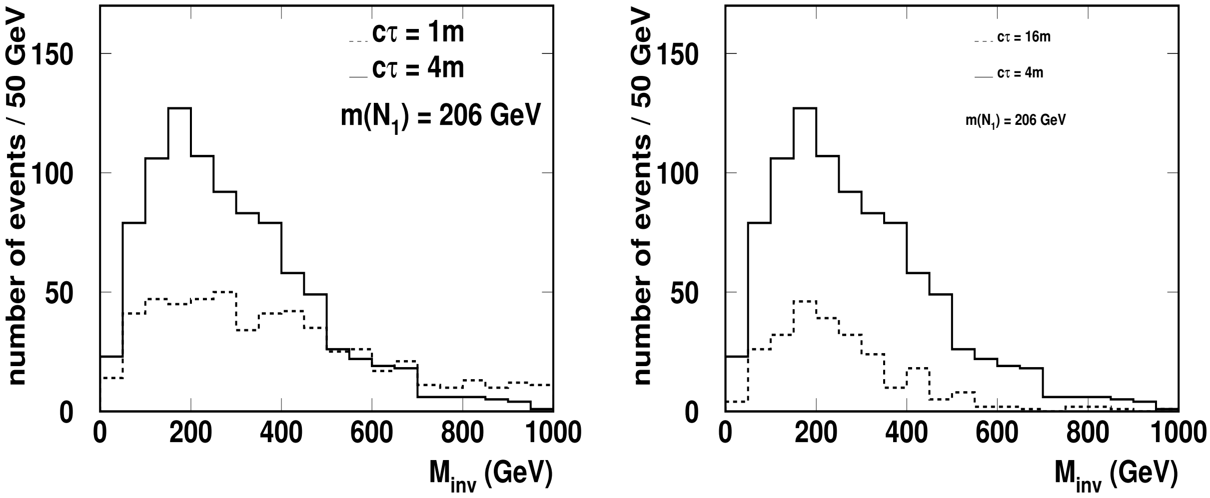
Rys.16. Rozkład liczby przypadków 1γ w systemie mionowym dla m = 206 GeV i $c\tau = 4$ m, r – promień kalorymetru, z – jego długość, (początek układu współrzędnych w wierzchołku oddziaływania *pp*).

Dla masy neutralina m = 206 GeV rozpatrzone zostały 1 m $< c\tau <$ 16 m.

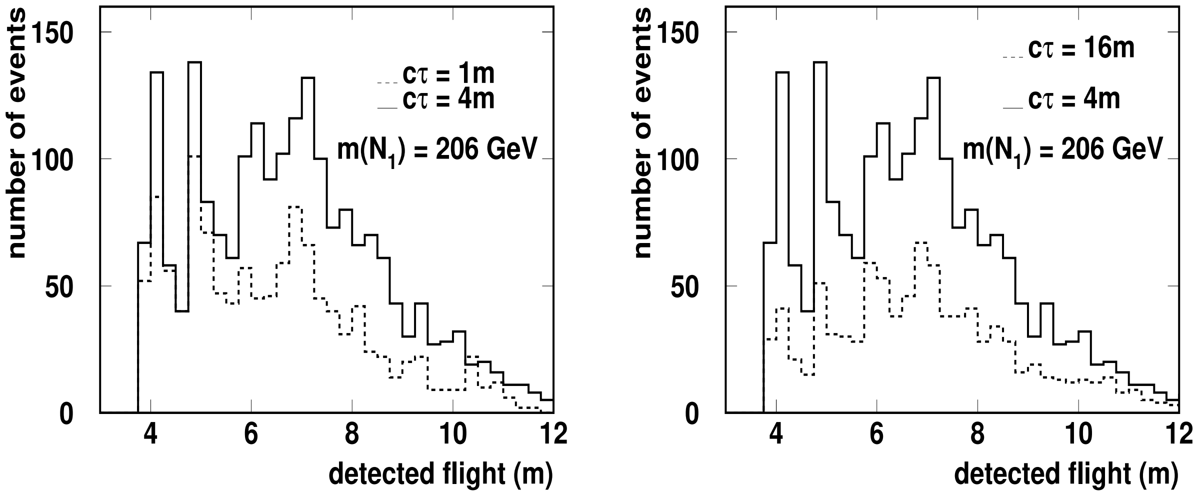


Rys.17. Rozkłady pędu neutralina o masie m = 206 GeV i 1 m $< c\tau <$ 16 m.

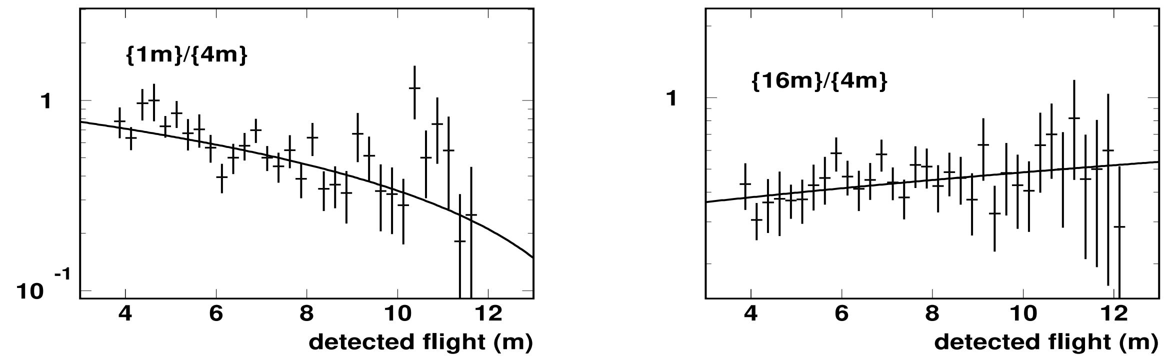
Ze wzrostem $c\tau$ maleje średni pęd neutralina i dla $c\tau = 16$ m jest prawie dwa razy mniejszy niż dla $c\tau = 1$ m. Maleje również średnia wartość masy niezmienniczej (jak na rysunku 18) dla zarejestrowanych jednocześnie dwóch fotonów γ, wybranych spośród przypadków z co najmniej 1γ.



Rys.18. Rozkłady masy niezmienniczej fotonów γ dla neutralina o masie m = 206 GeV i 1 m < cτ < 16 m.



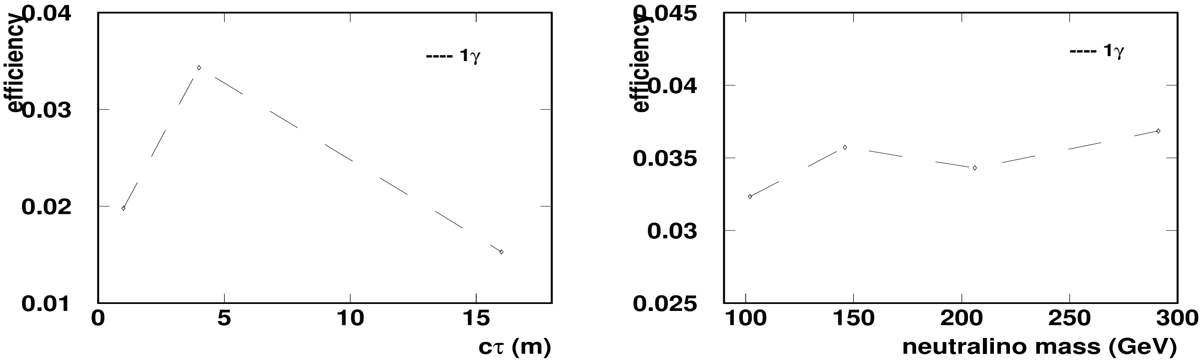
Rys.19. Rozkłady długości lotu neutralina o masie m = 206 GeV.



Rys.20. Iloraz cτ: 1 m/4 m i 16 m/4 m, dla neutralina o masie m = 206 GeV.

Dla $c\tau = 1$ m więcej przypadków zostanie zarejestrowanych w pierwszych stacjach mionowych, natomiast ze wzrostem $c\tau$ rośnie liczba przypadków zarejestrowanych w dalszych stacjach mionowych (rysunki 19, 20).
Przyjmując, że wystarczającą sygnaturą przejścia neutralina jest zaobserwowanie w systemie mionowym co najmniej 1γ, efektywność przedstawia się następująco:

a) b)



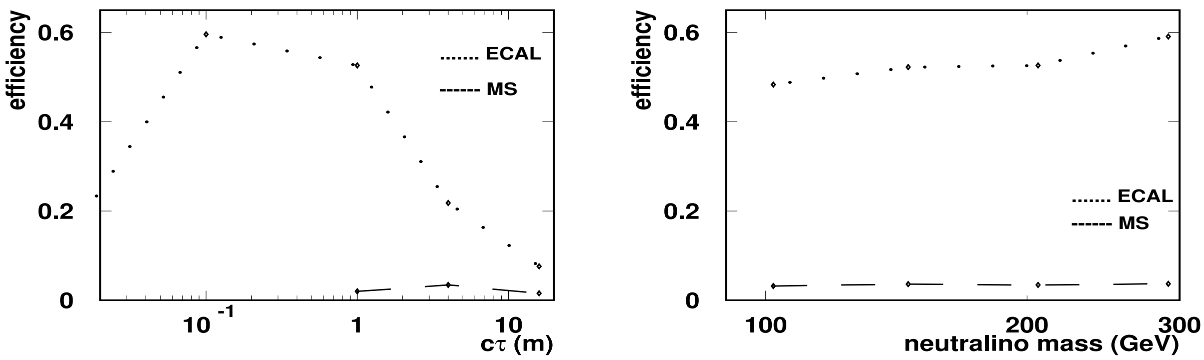
Rys.21. Efektywność zarejestrowania sygnału będącego sygnaturą rozpadu $\widetilde{N}_1 \longrightarrow \gamma + \widetilde{G}$ dla a) m = 206 GeV i 0.01 m $< c\tau <$ 16 m, b) różnych mas neutralina i $c\tau = 4$ m.

Największa efektywność jest dla masy neutralina m = 291 GeV, natomiast dla m = 206 GeV najwięcej interesujących nas przypadków będzie dla $c\tau = 4$ m.

Podsumowanie

Porównując wyniki analizy danych dla kalorymetru elektromagnetycznego z systemem mionowym:

a) b)



Rys.22. Efektywność zarejestrowania sygnału będącego sygnaturą rozpadu $\widetilde{N}_1 \longrightarrow \gamma + \widetilde{G}$ dla a) m = 206 GeV i 0.01 m $< c\tau <$ 16 m, b) różnych mas neutralina i $c\tau = 1$ m dla ECAL, $c\tau = 4$ m dla MS.

Efektywność detekcji przejścia neutralina, czego sygnaturą mogą być fotony γ, jest większa średnio o 2 rzędy wielkości dla $c\tau < 1$ m i ECAL niż dla $c\tau > 1$ m i systemu mionowego, którego głównym zadaniem nie jest detekcja neutralina, lecz identyfikacja mionów.
Możliwość detekcji rozpadu $\widetilde{N}_1 \longrightarrow \gamma + \widetilde{G}$ zależy od długości lotu neutralina. O ile jest ona mniejsza niż 1 m najwięcej przypadków ma miejsce w systemie śladowym i foton może zostać zarejestrowany w kalorymetrze elektromagnetycznym. Powyżej 1 m rozpad zachodzi częściej wewnątrz systemu mionowego. Poza tym duży ułamek energii kaskady tworzonej przez foton może być zdeponowany w żelazie pomiędzy stacjami mionowymi, w związku z czym pomiar staje się mniej dokładny. Również wpływ na dokładność i możliwość detekcji fotonów γ ma tło, które stanowić mogą m.in. piony powstające w kalorymetrze i pozostałości kaskady hadronowej, fałszujące sygnał szczególnie w pierwszych stacjach mionowych.

Literatura

[1] CMS - The Compact Muon Soleoid. Technical Proposal; CERN/LHCC 94-38 (1994)
[2] CMS - The Electromagnetic Calorimeter Project. Technical Design Report; CERN/LHCC 97-33 (1997)