
ATTI ACCADEMIA NAZIONALE DEI LINCEI
CLASSE SCIENZE FISICHE MATEMATICHE NATURALI
RENDICONTI

CARLO CASTAGNOLI, GIANNI NAVARRA, PIERO PENENGO

**Effetto delle radiazioni stellare e fossile sullo spettro
dei nuclei primari**

*Atti della Accademia Nazionale dei Lincei. Classe di Scienze Fisiche,
Matematiche e Naturali. Rendiconti, Serie 8, Vol. 46 (1969), n.1, p. 40–44.*

Accademia Nazionale dei Lincei

<http://www.bdim.eu/item?id=RLINA_1969_8_46_1_40_0>

L'utilizzo e la stampa di questo documento digitale è consentito liberamente per motivi di ricerca e studio. Non è consentito l'utilizzo dello stesso per motivi commerciali. Tutte le copie di questo documento devono riportare questo avvertimento.

*Articolo digitalizzato nel quadro del programma
bdim (Biblioteca Digitale Italiana di Matematica)
SIMAI & UMI*

<http://www.bdim.eu/>

Astrofisica. — *Effetto delle radiazioni stellare e fossile sullo spettro dei nuclei primari.* Nota di CARLO CASTAGNOLI, GIANNI NAVARRA e PIERO PENENGO, presentata (*) dal Socio G. WATAGHIN.

ABSTRACT. — The energy spectrum of the primary nuclei of the cosmic radiation is calculated by examining their collisions against the photons of the stellar light and of the 3°K blackbody radiation.

The effect is studied in the energy range both below and above the pion production threshold.

The results obtained on the breakdown of the He, C, Fe spectra are compared with the latest results on the proton spectrum.

Recentemente è stato suggerito [1] che lo spettro *protonico* primario della radiazione cosmica non possa estendersi ad energie $E \gtrsim 10^{20}$ eV a causa degli urti $p - \gamma$ contro i fotoni della luce stellare e della radiazione fossile a 3°K recentemente scoperta [2].

In questa nota studiamo l'influenza che il fotoeffetto ha sullo spettro di energia dei nuclei primari il cui andamento nella regione tra 10^{19} — 10^{21} eV è importante dal punto di vista cosmologico, come ha sottolineato Mc Cusker [3].

Estenderemo pertanto i risultati di Gerasimova *et. al.* [4] sull'influenza dell'effetto fotonucleare sullo spettro primario dei raggi cosmici: 1) studiando i processi (γ, n) e $(\gamma, 2n)$ non solo contro i fotoni stellari ma anche contro quelli della radiazione fossile e 2) considerando il fotoeffetto non solo nella zona di risonanza gigante ma anche sopra la soglia di produzione pionica.

TABELLA I.

Caratteristiche dei 2 tipi di radiazioni presenti nello spazio e presi in esame.

		n_H/cm^3	T (°K)	kT (eV)	ρ (eV/cm ³)	$\bar{\epsilon}$ (eV)	\bar{n} (fot/cm ³)
Luce Stellare	Galassia . .	1	5.800	0.5	0.1-0.3	1	10^{-1}
	Metagalassia	$5 \cdot 10^{-3}$	5.800	0.5	10^{-2}	1	10^{-2}
Corpo nero			3.5	$3 \cdot 10^{-4}$	1	10^{-3}	10^3

I fotoni considerati (vedi Tabella I) hanno una distribuzione praticamente isotropa nel sistema di riferimento galattico (S.L.) ma a causa dell'effetto Döppler relativistico appaiono nel sistema del nucleo primario (S.P.) come una distribuzione estremamente anisotropa di fotoni di alta energia. Cioè

(*) Nella seduta dell'11 gennaio 1969.

per il nucleo primario il campo e.m. nello spazio interstellare consiste di fotoni estremamente energetici che provengono da un piccolo cono in direzione opposta al moto del primario stesso.

Indicando con m_N la massa del nucleone, la massa del nucleo primario sarà $m = Am_N$ e la sua energia nel sistema galattico $E = \gamma mc^2 = \gamma Am_N c^2$. Nelle collisioni un fotone di energia ε apparirà nel sistema in cui il primario è fermo con una energia

$$(1) \quad \varepsilon' = \varepsilon \gamma (1 + \beta \cos \theta) = 2 \gamma \varepsilon \cos^2 \frac{\theta}{2} \sim \gamma \varepsilon$$

ove si è assunto $\beta \sim 1$ e si è mediato su tutti gli angoli θ tra le direzioni di moto del nucleo e del fotone.

Tra i nuclei primari abbiamo considerato He, C e Fe come nuclei caratteristici delle abituali famiglie L, M, H.

Assumiamo come spettro di fotoni stellari nella Galassia quello del corpo nero per $T = 5800^\circ \text{K}$ ($kT = 0.5 \text{ eV}$), cioè, con i simboli già introdotti

$$(2) \quad n(\varepsilon) d\varepsilon = \frac{\rho_0}{(kT)^3} \frac{\varepsilon^2 d\varepsilon}{e^{\varepsilon/kT} - 1}$$

ove la costante $\rho_0 = 0.09$ fotoni/cm³ si ottiene normalizzando la densità di energia al valore 0.3 eV/cm^3 .

Per la radiazione fossile usiamo $T = 3.5^\circ \text{K}$ e una densità di energia di 1 eV/cm^3 .

Semplici considerazioni sull'equazione di diffusione portano a concludere [4] che grazie ai due processi in concorrenza (le interazioni nucleari e il fotoeffetto) lo spettro differenziale dei nuclei primari $n(E) dE \simeq KE^{-\beta} dE$ si modifica in

$$(3) \quad N(E) dE = \frac{KE^{-\beta} dE}{1 + \frac{T_n}{T_{ph}(E)}} = \frac{KE^{-\beta} dE}{[1 + \lambda(E)]}$$

K essendo una opportuna costante T_n e T_{ph} le vite medie per interazione nucleare e fotonica. Il rapporto $\lambda(E)$ è dato da

$$(4) \quad \lambda(E) = c T_n \int_{\varepsilon'_{\min}}^{\infty} \sigma(\varepsilon') n(\varepsilon') d\varepsilon'$$

Consideriamo dapprima la risonanza gigante per i processi (γ, n) e $(\gamma, 2n)$ che si ha per energia ε' del fotone primario (incidente sul nucleo fermo) di 10–20 MeV. La sezione d'urto $\sigma_1(\varepsilon')$ per questo processo si può scrivere [4] nella forma

$$(5) \quad \sigma_1(\varepsilon') = B(y - 1) \exp[\alpha - (y - 1)]$$

ove $y = \varepsilon'/\varepsilon_g$ e ove le costanti ε_g , B ed α si ottengono dai dati sperimentali. Si ha per He, C e Fe rispettivamente: $\varepsilon = 20.5, 19.5$ e 13.0 MeV ; $B = 20.8, 397$ e 570 mb ; $\alpha = 5.9, 11.1$ e 2.8 .

Se consideriamo invece la sezione d'urto $\sigma_2(\epsilon')$ ad energie ϵ' sopra la soglia di fotoproduzione si ha che essa è data da:

$$(6) \quad \sigma_2(\epsilon') = A \sigma_\pi(\epsilon') P_A(\epsilon')$$

dove $\sigma_\pi(\epsilon')$ è la sezione d'urto per nucleone della fotoproduzione di pioni; P_A è la probabilità che almeno un π venga riassorbito nel nucleo A e che questo si disintegri. La $\sigma_\pi(\epsilon')$ da noi usata è quella mostrata in fig. 1 che

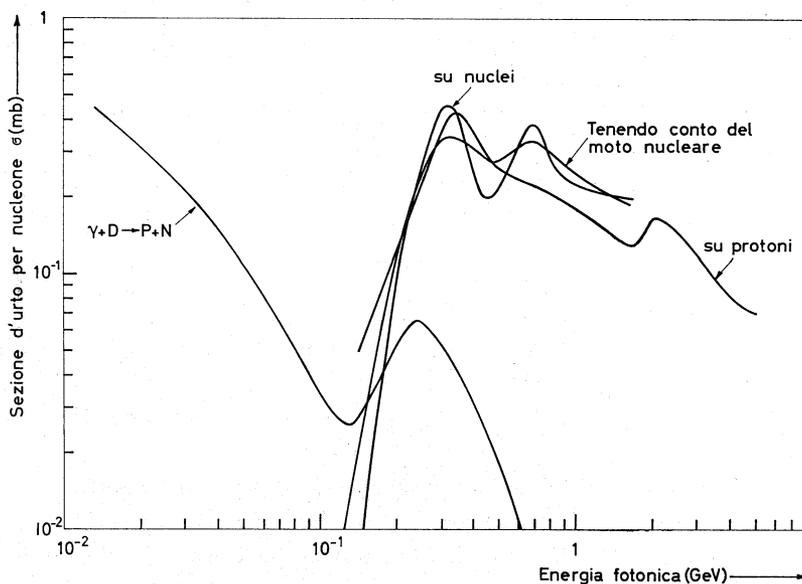


Fig. 1. - Sezione d'urto per fotoeffetto su nuclei pesanti, su protoni e su deuterio.

tiene conto [5] del moto alla Fermi dei nucleoni e che si accorda anche ai risultati di Castagnoli *et al.* [6]. Il fattore P_A è dato per i vari nuclei da un calcolo di Montecarlo [7].

Valori oggi accettati per le vite medie nucleari sono, per il C: $T_n = 5 \cdot 10^8$ anni, per il Fe: $T_n = 1.4 \cdot 10^8$ anni, per l'He: $T_n = 9.4 \cdot 10^8$ anni [8].

Lo spettro (3) è stato così calcolato utilizzando le (4) per He, C, Fe ed i risultati sono mostrati in fig. 2 che dà $\frac{N(E)}{KE^{-\beta}}$ in funzione di E . Nella stessa figura è rappresentato l'analogo effetto per protoni primari calcolato da Stecker [9] alla temperatura di radiazione fossile $T = 2.7^0$ K e con la sezione d'urto riportata in fig. 1.

Si conclude:

1) Dei quattro effetti considerati (risonanza e fotoproduzione pionica su luce stellare e su radiazione fossile) il più forte è quello dovuto alla risonanza gigante contro i fotoni della radiazione fossile che deprime lo spettro di circa due ordini di grandezza per energie attorno a $E \simeq 10^{20}$.

2) Questo effetto in quanto di risonanza, si esaurirebbe su di un intervallo di circa un ordine di grandezza, ma poi subentra la fotoproduzione pionica e pertanto lo spettro resta depresso anche alle energie più elevate, in accordo con il suggerimento di Greisen [1].

3) L'effetto della luce stellare sullo spettro è piccolo sia nella regione energetica in cui ha luogo la risonanza gigante (come calcolato in un primo tempo [4]) sia nella regione di fotoproduzione come noi abbiamo ora valutato.

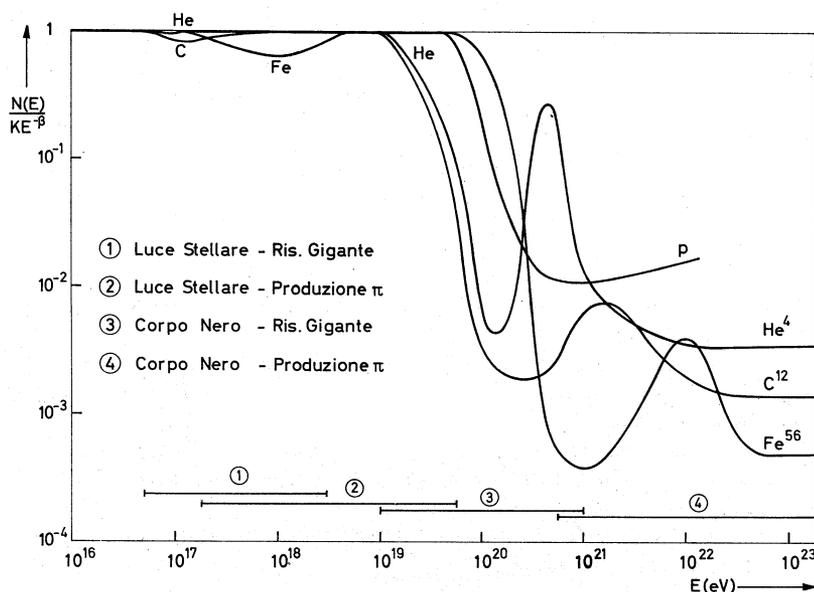


Fig. 2. - Fattore totale di depressione dello spettro dei nuclei primari e dei protoni primari.

4) Mentre i processi (γ, n) e (γ, p) se è $\lambda(E) < 1$ non disintegrano il nucleo e fanno essenzialmente variare la composizione isotopica (o quella chimica dello spettro dei nuclei, ma con variazioni piccole di Z) la σ da noi usata per il processo di fotoproduzione pionica considera la produzione di stelle con almeno 2 rami e pertanto si può riferire ad una vera e propria disintegrazione del nucleo.

5) Gli effetti considerati sono ancora più rilevanti nello spazio extragalattico, dove la densità di materia diminuisce di ~ 3 ordini di grandezza, ma la densità di fotoni fossili \bar{n} rimane costante, e quella dei fotoni stellari decresce di un solo ordine di grandezza [10]. Di particolare interesse è il fotoeffetto contro la luce stellare: dalla Tabella II si deduce che, alle rispettive energie per cui l'effetto è più sensibile, nella ipotesi che i nuclei considerati si siano formati 10^{10} anni fa, una componente extragalattica di primari leggeri sarebbe meno attenuata rispetto ad una corrispondente componente di primari pesanti. Una più precisa valutazione di questa caratteristica della componente nucleare primaria richiede però una migliore conoscenza di \bar{p} e n_f nella metagalassia.

TABELLA II.

Vita media per interazione con la luce stellare dei vari tipi di nuclei considerati, nella Galassia e nella Meta-Galassia.

E (eV)	Nucleo	T_{ph}^G (anni)	T_{ph}^{MG} (anni)
10^{17}	He ⁴	$6.7 \cdot 10^9$	$6.7 \cdot 10^{10}$
10^{17}	C ¹²	$2.4 \cdot 10^9$	$2.4 \cdot 10^{10}$
10^{18}	Fe ⁵⁶	$2.3 \cdot 10^8$	$2.3 \cdot 10^9$

BIBLIOGRAFIA.

- [1] K. T. GREISEN, *Proc. London Conference on Cosmic Rays*, 1965, vol. 2, « Phys. Rev. Letters », **16**, 748 (1966).
- [2] A. A. PENZIAS e R. W. WILSON, « *Astrophys. Journ.* », **142**, 419 (1965).
- [3] C. B. A. MC CUSKER, *Proceedings of Intern. Conf. on Cosmic Rays*, Calgary 397 (1967).
- [4] N. M. GERASIMOVA e I. L. ROZENTAL, *JEPT* **14**, 350 (1962).
- [5] V. Z. PETERSON e C. E. ROOS, « *Phys. Rev.* », **124**, 1610 (1961).
- [6] C. CASTAGNOLI, M. MUCHNIK, G. GHIGO e R. RINZIVILLO, « *Nuovo Cimento* », **16**, 683 (1965).
- [7] M. METROPOLIS, R. BIVINS, M. STORM, A. TURKEVICH, I. M. MILLER e G. FRIEDLANDER, « *Phys. Rev.* », **110**, 185 (1958).
- [8] V. L. GINZBURG e S. I. SYROVAT-SKII, « *Soviet Phys. Uspekhi* », **3**, 504 (1961).
- [9] F. W. STECKER, « *Phys. Rev. Lett.* », **21**, 1016 (1968).
- [10] C. W. ALLEN, *Astrophysical Quantities*, Athlone Press London (1963).