

О МЮОННОМ МЕТОДЕ В НЕЙТРИННОЙ ГЕОФИЗИКЕ

В.А. Салеев, В.А. Царев, В.А. Чечин

УДК 621.384

Спектральный анализ потока сопровождающих мюонов позволяет повысить чувствительность мюонного метода поиска рудных месторождений и получать информацию о глубине залегания и мощности залежи.

В работе /1/ было показано, что поток мюонов, возникающих при прохождении нейтринного пучка ускорителя через верхние слои земной коры, может быть использован для поиска рудных месторождений. Полезным сигналом в мюонном методе служит возмущение равновесного потока сопровождающих мюонов, вызванное различием в их рождении и поглощении в веществе рудного тела по сравнению с окружающим грунтом. Подробные вычисления для нейтринных пучков протонных и пионных ускорителей были проведены в /2/.

В настоящей работе показано, что мюонный метод может быть усовершенствован, для чего вместо интегрального потока мюонов следует измерять их спектр. Это позволяет увеличить отношение сигнала к фону, то есть повышает чувствительность метода и дает информацию о глубине залегания L и толщине рудного слоя ΔL .

Рассмотрим вначале случай нейтринного пучка пионного ускорителя. Пусть детектор, расположенный на поверхности, регистрирует мюоны с энергиями от $E_\mu - \Delta E_\mu/2$ до $E_\mu + \Delta E_\mu/2$ ($\Delta E_\mu \ll E_\mu$). Тогда плотности потока равновесных мюонов $(dN_\mu/dS)_1$ и его возмущение $(dN_\mu/dS)_2$ равны /2/

$$(dN_\mu/dS)_i = C\Phi_i(E_\mu, E_\nu) \Delta E_\mu,$$

где

$$\Phi_i(E_\mu, E_\nu) = N_A \sigma_\nu^{(0)} \frac{E_\nu - E_\mu}{A_0 (1 + BE_\mu)},$$

$$\Phi_2(E_\mu, E_\nu) = N_A \sigma_\nu^{(0)} \rho \Delta L \epsilon(E_\mu^0, E_\nu),$$

$$C = N_\pi w_\pi / E_\pi / \pi L_0^2 m_\pi \tau_\pi, \quad \sigma_\nu^{(0)} = \sigma_\nu / E_\nu$$

и остальные обозначения такие же, как в /2/.

Энергия E_μ^0 , которую мюон имеет сразу же за залежью, связана с регистрируемой энергией E_μ соотношением:

$$E_\mu^0 = [(1 + BE_\mu) \exp(A_0 B \rho L) - 1] / B.$$

Отсюда непосредственно следует, что спектр сигнала обрывается при $E_\mu = E_\mu^{\max}$, где

$$E_\mu^{\max} = [(1 + BE_\nu) \exp(-A_0 B \rho L) - 1] / B,$$

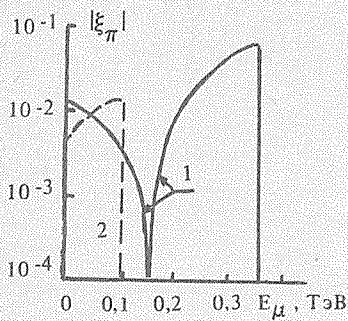
и, таким образом, измеряя E_μ^{\max} , можно определять глубину залегания залежи. Кроме того, очевидно, что по размытию края спектра можно судить о толщине слоя ΔL , притом тем точнее, чем меньше ΔE_μ . Эти свойства видны из рисунков 1 и 2, на которых показана величина ξ_π при различных E_μ , L и ΔL , вычисленная по формуле*:

$$\xi_\pi(E_\mu, L, \Delta L) \equiv \frac{(dN_\mu/dS)_2}{(dN_\mu/dS)_1} = A_0 \rho' \Delta L \frac{1 + BE_\mu}{E_\nu - E_\mu} \times$$

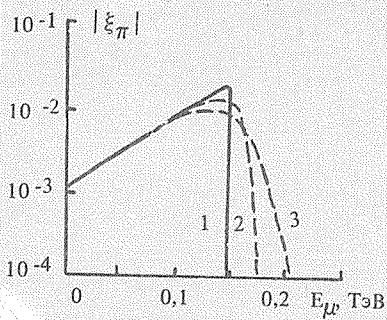
$$\times \left\{ \frac{\sigma'_\nu}{\sigma_\nu} - \frac{A'_0}{A_0} \left[\frac{1 + B'E_\mu^0}{1 + BE_\mu^0} - \frac{(B' - B)(E_\nu - E_\mu^0)}{(1 + BE_\mu^0)^2} \right] \right\}.$$

Энергии E_μ^0 и E_μ меняются в пределах $E_\mu^{\min} < E_\mu^0 < E_\nu$; $0 < E_\mu < E_\mu^{\max}$;
 $E_\mu^{\min} = [\exp(A_0 B \rho L) - 1] / B.$

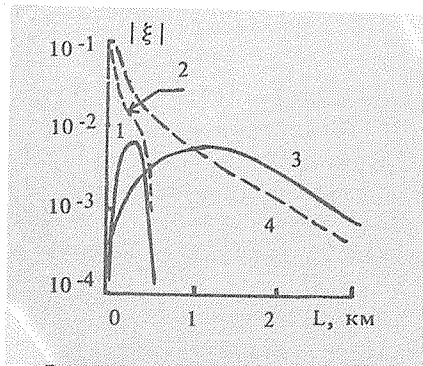
* Все численные расчеты сделаны для урановой залежи мощностью $\rho' \Delta L = 1 \text{ кг/см}^2$.



Р и с. 1. Зависимость ξ_{π} от энергии мюонов E_{μ} при $L = 0,1$ км (1) и $L = 0,5$ км (2); $\Delta L = 0$.



Р и с. 2. Зависимость ξ_{π} от энергии мюонов E_{μ} при $L = 0,4$ км и $\Delta L = 0$ (1); $0,1$ км (2); $0,2$ км (3).



Р и с. 3. Зависимость от L величин $\xi_{\pi}(L)$ (1), $\xi_{\pi}^{\max}(E_{\mu}, L)$ (2), $\xi_p(L)$ (3), $\xi_p^{\max}(E_{\mu}L)$ (4); $\Delta L = 0$.

Выигрыш в чувствительности по сравнению с интегральными измерениями виден из рис. 3, на котором показаны величины $\xi_{\pi}(L)$ для полного потока и $\xi_{\pi}^{\max}(E_{\mu}, L)$ для дифференциального.

Аналогичные расчеты можно провести и для случая протонного ускорителя. Предполагая идеальную фокусировку π^+ - и K^+ -мезонов и спектр вида $dN_{\pi,k}/dx = c_{\pi,k}(1-x)^3/x$, найдем равновесный поток, возмущение и их отношение ξ_p :

$$\left(\frac{dN_{\mu}}{dS} \right)_1 = \frac{c' \Delta E_{\mu}}{A_0 (1 + BE_{\mu})} \left\{ M_{\pi} F_{\pi}(E_{\mu}) \Theta(1 - x_{\pi}) + (\pi \rightarrow K) \right\},$$

$$\left(\frac{dN_\mu}{dS} \right)_2 = C' \Delta E_\mu \rho' \Delta L \left\{ M_\pi S_\pi (E_\mu^0) \Theta(1 - x_\pi^0) + (\pi \rightarrow K) \right\},$$

$$\xi_p(E_\mu, L, \Delta L) = A_0 (1 + BE_\mu) \rho' \Delta L \frac{M_\pi S_\pi (E_\mu^0) \Theta(1 - x_\pi^0) + (\pi \rightarrow K)}{M_\pi F_\pi (E_\mu) \Theta(1 - x_\pi) + (\pi \rightarrow K)},$$

где $(\pi \rightarrow K)$ обозначает вклад К-мезонов, совершенно аналогичный вкладу π -мезонов.

Здесь $C' = N_p \kappa / E_p N_A \sigma_\nu^{(0)} / \pi L_0^2$; $M_\pi = w_\pi c_\pi / m_\pi \tau_\pi$; $x_\pi = E_\mu / \eta_\pi E_p$; $x_\pi^0 = E_\mu^0 / \eta_\pi E_p$; $F_\pi(E_\mu) = \eta_\pi E_p (1 - x_\pi)^5 / 20$;

$$S_\pi(E_\mu^0) = \frac{(1 - x_\pi^0)^4}{4} \left\{ \frac{\sigma'_\nu}{\sigma_\nu} - \frac{A'_0 (1 + B'E_\mu^0)}{A_0 (1 + BE_\mu^0)} + \frac{(1 - x_\pi^0) A'_0 (B' - B) \eta_\pi E_p}{5 A_0 (1 + BE_\mu^0)^2} \right\},$$

и аналогично для К-мезонов. Результаты вычислений $\xi_p(L)$ и $\xi_p^{\max}(E_\mu, L)$ для энергии протонного ускорителя $E_p = 20$ ТэВ показаны на рис. 3. Видно, что в этом случае измерение E_μ позволяет увеличить ξ_p лишь для $L \lesssim 1$ км. В то же время край спектра оказывается значительно более размытым, чем в случае пионного ускорителя, что усложняет нахождение L и ΔL .

Поступила в редакцию 16 мая 1985 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. De Rújula A. et al. Phys. Reports, 99, 341 (1983).
2. Салеев В. А., Царев В. А., Чечин В. А. Препринт ФИАН № 88, 1985.