Краткие сообщения по физике № 4-1990 г.

УДК 539.12.123

ОПТИМАЛЬНАЯ ТЕМПЕРАТУРА КРИОГЕННОГО ДЕТЕКТОРА

Н.В. Гончаров, В.В. Полянский

Исследована проблема выбора оптимальной температуры регистрирующих элементов криогенного детектора слабовзаимодействующих нейтральных частиц.

При создании криогенного детектора (КГ) слабовзаимодействующих нейтральных частиц (СВНЧ) /1–3/ (например, нейтрино, аксионов, нейтралов суперсимметричных моделей, частиц "темной" материи) необходимо создать регистрирующие элементы со стабильными параметрами. Один из возможных подходов к решению этой задачи состоит в выборе оптимальных значений термодинамических параметров, при которых величина $f = P_s/P_b$ максимальна (P_s – вероятность зарегистрировать рассеявшуюся частицу, P_b – вероятность срабатывания детектора из-за термофлуктуаций в регистрирующих элементах). При этом исследуется принципиальная возможность надежной идентификации событий в конкретных экспериментальных условиях и соответствующие требования на параметры детектора и их стабильность. В данной работе определена оптимальная температура (и при каких условиях она существует) детектора из сверхпроводящих гранул /1/ в предположении идеальных фоновых условий, поскольку радиоактивные загрязнения и космические лучи независимы от тепловых флуктуаций.

Для нахождения P_b воспользуемся термодинамической теорией флуктуаций. Плотность вероятности отклонения термодинамического параметра на величину Δx определяется как

$$\rho \sim \exp\left[-(\Phi(x_0 + \Delta x) - \Phi_0(x_0))/kT\right], \tag{1}$$

где x_0 – равновесные значения параметров состояния, Φ – термодинамический потенциал. Вблизи термодинамического равновесия $(\Phi - \Phi_0)$ можно представить как

$$\Phi(x_0 + \Delta x) - \Phi_0(x_0) \approx (1/2)(\Delta S\Delta T - \Delta P\Delta V - \Delta M\Delta H - \Delta\varphi\Delta\sigma), \tag{2}$$

где ΔS, ΔT, ΔP, ΔV, ΔM, ΔH, $\Delta\varphi$, $\Delta\sigma$ – отклонение от равновесных значений соответственно энтропии, температуры, давления, объема, намагниченности, магнитной индукции, поверхностного натяжения площади поверхности раздела фаз. Выбирая из сопряженных термодинамических параметров половину в качестве независимых и используя стандартные термодинамические соотношения, плотность вероятности для тепловых флуктуаций можно представить в виде

$$\rho = (4/\pi^2)\,[\det a_{ij}]^{1/2}\exp(-(1/2)x_i a_{ij} x_j), \tag{3}$$

где x_i – отклонения независимых переменных, a_{ij} – коэффициенты соответствующей квадратичной формы в (2). Чтобы учесть разброс в размерах крупинок, в (1) или (3) можно в соответствующем факторе нормировать $(\Delta V)^2$ на среднеквадратичный разброс объема крупинок.

Если поверхность раздела фаз имеет вид (рис. 1) $F(x) = F(x_1, ..., x_4) = 0$ (ниже точки перехода $F(x) < 0$), то условие перехода в нормальное состояние можно представить как $F(x + \Delta x) > 0$, где отклонения Δx можно найти из первого закона термодинамики $\delta E_{in} = \Delta Q + P\Delta V + M\Delta H + \varphi\Delta\sigma$ и термодинамических соотношений в дифференциальной форме, связывающих сопряженные термодинамические переменные (δE_{in} – энергия полученная гранулой). Из приведенных соотношений можно получить пороговое значение энергии δE_{th}

Вероятность перехода гранулы в нормальное состояние, вызванного внешним воздействием, запишем в виде $P_s(\delta E_{in} > \Delta E_{th}) = \psi(F_\omega, I, \beta; \delta E_{th})$, где $\psi(E_\omega, I, \beta; \delta E_{th})$ – функция определяемая характером внешнего воздействия, энергетический спектр которого E_ω и интенсивность I, а β – другие возможные параметры. Тогда отношение сигнал/шум принимает вид:

$$f = \pi^2 \psi(E_\omega, I, \beta; \delta E_{th})[4[\det a_{ij}]^{1/2} \int_{F>0} \prod_i dx_i \exp(-(1/2)x_i a_{ij} x_j)]^{-1}.$$

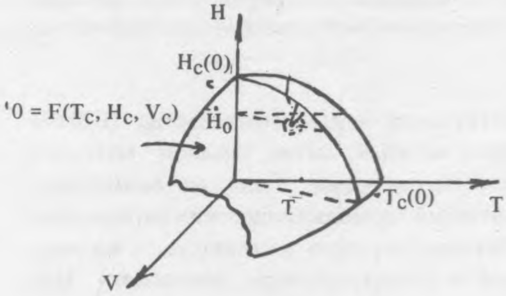

Рис. 1. Поверхность раздела фаз $F(T_c, H_c, V_c) = 0$.

Нахождение максимума f по соответствующему параметру дает его оптимальное значение.

Конкретизируя P_s, рассмотрим рассеяние нейтрино на одном из атомов сверхпроводника. Пусть ядро после рассеяния остается нерелятивистским и через промежуток времени τ_r отдает ηE (η – эффективность теплопередачи) полученной энергии E на нагрев гранулы. Тогда $\delta E_{th} = (p^2/M_n)(1 - \cos\vartheta_0) = c\delta T$, где c – теплоемкость гранулы, ϑ_0 – предельный угол, рассеяние на который еще позволяет передать пороговую энергию. Соответственно $P_s(\delta E_{in} > \delta E_{th}) = (1 - \delta E_{th} E_n/(2\eta E_\upsilon^2))$, где E_n – энергия покоя ядра, E_υ – энергия нейтрино. Пренебрегая для простоты флуктуациями термодинамических параметров (кроме температуры) и представляя функцию F(x) в виде $F(T,H) = H - H_c(0)(1 - T/T_c)^{1/2}$, получим окончательно

$$f = 2\,[1 - (cT_0(H)E_n\tau)/(2\eta E_\upsilon^2)]/\,[1 - \mathrm{erf}\,(\tau(c/2k)^{1/2}/(1-\tau))],$$

где erf (x) – интеграл ошибок, $\tau = \delta T/T_0 = (T_c - T_0)/T_0$.

Рис. 2. а) Зависимость $f = P_s/P_b$ от $x = \delta T/T_c(H)B$ при значениях параметра $B = 2\cdot10^4$ (1), $8\cdot10^3$ (2), 10^3 (3);

б) зависимость B от η и E_υ.

В качестве примера рассмотрим крупинку Sn с характерным размером 1 мкм. При этом $c = 7{,}5 \times 10^{-3}$ кал/моль·К при $T_0 = 3{,}6$ К, $T_c = 3{,}7$ К, $\rho_{Sn} = 5{,}8$ г/см^3, атомный вес – 118. Пусть $E_\upsilon = N$ МэВ, тогда $f/2 = (1 - x)/([1 - \mathrm{erf}(x \cdot 10^4/((B - x) \cdot 2^{1/2}))]$, где $x = B\tau$, $B = 1{,}8 \cdot 10^3/\eta N^2$.

На рис. 2 приведены графики функции f/2 при различном выборе параметра $B = (10^2 - 2 \cdot 10^4)$. Так, при $B = 10^3$ f/2 имеет минимум при $x = 0{,}05$ ($\delta T = 1{,}8 \cdot 10^{-4}$ К), а затем возрастает по мере приближения к $x = 0{,}55$($\delta T \approx 2 \cdot 10^{-3}$ К) до значения $\sim 1{,}5 \cdot 10^5$. Данный пример показывает сколь существенен оптимальный выбор температуры для увеличения отношения P_s/P_b и надежнсй идентификации событий.

При больших значениях параметра B (малая эффективность η, либо малые энергии нейтрино E_υ) f имеет максимум непосредственно в точке фазового перехода, т.е. оптимального значения δT нет и детектирование в данных условиях будет приводить к неопределенным результатам. При $B < 8 \cdot 10^3$ f имеет максимум при конечном значении δT, превосходящий f в точке фазового перехода, и при данных условиях (большие η или N) можно надежно идентифицировать события. В то же время высокая чувствительность отношения сигнал/шум к выбору оптимальной температуры гранулы при данном N может использоваться для определения энергии регистрируемых нейтрино.

Подход, использованный здесь для определения оптимальной температуры, можно применять для оптимизации других параметров детектирующих гранул и внешних условий (при соответствующих физических и конструктивных ограничениях), т.е. находить связи между параметрами гранул и условиями детектирования, при которых наиболее эффективна идентификация событий. Данная схема выбора оптимальных параметров уместна для всех методов регистрации событий, если КГ состоит из большого числа независимых элементов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Drukier A.R., Stodolsky L. Phys. Rev., **D30**, 2296 (1984).
2. Pritzl K. et al. In Low Temperature Detectors for Neutrinos and Dark Matter, eds. K. Pritzl, N. Schintg, L. Stodolsky, Springer-Verlag, 1988.
3. Cabrera B., Martoff J., Neuhauser B. Nucl. Instr. Meth. Phys. Res., **A275**, 97 (1989).

Институт общей физики АН СССР

Поступила в редакцию 26 октября 1989 г.