ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА, 2002, том 65, № 5, с. 873–874

ЯДРА

ТУРБУЛЕНТНОСТЬ В ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЯХ

© 2002 г. **Б. А. Румянцев**[1)]

Институт ядерной физики СО АН СССР, Новосибирск

Поступила в редакцию 09.06.2000 г.

Предложено объяснение возникновения турбулентности в ядерных соударениях, основанное на предположении, что в возбужденном ядре реализуются стационарные, но неравновесные распределения чисел заполнения $n(\varepsilon)$.

Предметом исследования популярных моделей предравновесной эмиссии является жесткая ("неиспарительная") часть энергетического спектра вторичных частиц $N(\varepsilon)$, которая резко отличается от максвелловской. Авторы работ [1–3], детализируя статистическую релаксацию парными соударениями нуклонов на массовой поверхности, рассматривали временну́ю эволюцию чисел заполнения $n(\varepsilon)$. Ниже предложен конкурирующий механизм формирования степенной компоненты $n(\varepsilon)$ в предположении, что в возбужденном ядре реализуются стационарные, но неравновесные распределения $n(\varepsilon)$ с потоками по спектру. Последние интенсивно исследуются в физике слаботурбулентной плазмы [4–6].

Распад входного резонанса (энергосодержащая область), являющегося начальной стадией рассматриваемых реакций, приводит к заселению одночастичных состояний с энергиями порядка ε (инерционный интервал по терминологии теории турбулентности). Малость чисел заполнения в инерционном интервале позволяет использовать уравнение Больцмана для описания кинетики в этой области:

$$\frac{\partial n_1}{\partial t} = -\pi \sum_{234} |\langle 12|V|34\rangle|^2 \times \tag{1}$$

$$\times\, \delta(\varepsilon_1+\varepsilon_2-\varepsilon_3-\varepsilon_4)(n_1n_2-n_3n_4) = I(n),$$

где $I(n)$ — интеграл столкновений.

Умножая это равенство на плотность одночастичных состояний $\rho(\varepsilon_1)$ и суммируя по угловым квантовым числам m и l (усреднение по этим числам отбирает изотропные, зависящие только от энергии ε, решения), перепишем (1) в виде

$$\rho(\varepsilon)\frac{\partial n(\varepsilon)}{\partial t} = \tag{2}$$

$$= -\pi \iint\limits_{\varepsilon'+\varepsilon''>\varepsilon} d\varepsilon' d\varepsilon'' T(\varepsilon, \varepsilon', \varepsilon'', \varepsilon'+\varepsilon''-\varepsilon)\times$$

$$\times\, \big(n(\varepsilon)n(\varepsilon'+\varepsilon''-\varepsilon) - n(\varepsilon')n(\varepsilon'')\big),$$

где функция $T(\{\varepsilon\})$ является усредненным по угловым переменным произведением квадрата модуля матричного элемента $\langle 12|V|34\rangle$ парного взаимодействия V и одночастичных плотностей $\rho(\varepsilon)$, причем $T_{1234} = T_{2134} = T_{4321}$.

Совершая дробно-линейное преобразование переменных ε' и ε'' в (2) [6], можно найти дополнительные к максвелловскому $n(\varepsilon) \sim \exp((\varepsilon-\mu)/T)$ степенные решения стационарного (с $\partial n_1/\partial t = 0$) уравнения Больцмана. Если $T(\{\varepsilon\})$ — однородная функция с показателем r, т.е. $T(\lambda\varepsilon_1, \lambda\varepsilon_2, \lambda\varepsilon_3, \lambda\varepsilon_4) = \lambda^r T(\varepsilon_1, \varepsilon_2, \varepsilon_3, \varepsilon_4)$, то

$$n(\varepsilon) \sim \varepsilon^{s_i}, \qquad s_0 = -\frac{r+3}{2}, \tag{3}$$

$$s_1 = -\frac{r+4}{2}.$$

Для $|\langle 12|V|34\rangle|^2$, не зависящего от энергии, и плотности уровней $\rho(\varepsilon) \sim \sqrt{\varepsilon}$ имеем $r = 2$. Тогда для спектра испускаемых нуклонов $N(\varepsilon)$ получаем

$$\frac{dN(\varepsilon)}{d\varepsilon} \sim n(\varepsilon)\varepsilon \sim \begin{cases} \varepsilon^{-3/2}, & s = s_0, \\ \varepsilon^{-2}, & s = s_1. \end{cases} \tag{4}$$

Эти формулы справедливы, если пренебречь уменьшением потоков по спектру из-за эмиссии частиц. Отметим отличие наших формул (4) от аналогичных выражений модели предравновесной эмиссии, в которых доминирует член $dN(\varepsilon)/d\varepsilon \sim (\varepsilon-\varepsilon_0)^{n_0-2}$, где ε_0 — кинематический предел, а $n_0 \geq 3$.

Физический смысл степенных решений уравнения (2) детально анализировался в работах [5, 6].

[1)] Борис Алексеевич Румянцев (1944–1977) был одним из самых ярких и талантливых физиков-теоретиков, работавших в области ядерной физики. В распоряжении редакции оказалась одна из последних его статей, не опубликованная при жизни. Нам кажется, что она не утратила своего значения и до сих пор. Статья подготовлена к публикации В.А. Ходелем.

Доопределение сингулярных (в нуле или на бесконечности, в зависимости от знака s_i) решений (3) приводит к необходимости введения внешнего источника частиц и энергии, а также области стока этих величин, обеспечивающей стационарность решений с потоками по спектру. В ядре источником служат как распад входной конфигурации, так и подкачка, обязанная перестройке самосогласованного поля, сопровождающей релаксацию [7]. Поглощение обеспечивается эмиссией частиц и "нагревом" нуклонов в ферми-зоне.

В отличие от максвелловского распределения, зависящего от двух параметров T и μ, решения (3) являются однопараметрическими и характеризуются одной константой — мощностью источника. Оценим параметр A в решении $n(\varepsilon) = A\varepsilon^{s_1}$ решения такого типа следует ожидать в глубоконеупругих процессах [8], в которых сильная диссипация создает интенсивный источник потока энергии P_1. Используя для P_1 в инерционном интервале размерные соображения, которые дают в этом случае правильный, совпадающий с точным, показатель степени в $n(\varepsilon)$, имеем

$$P_1 = \int \varepsilon \frac{\partial n(\varepsilon)}{\partial t} d\varepsilon \sim \frac{\varepsilon^2 n(\varepsilon)}{\tau}, \qquad (5)$$

где

$$\frac{n(\varepsilon)}{\tau} \sim \int\int d\varepsilon_1 d\varepsilon_2 T(\{\varepsilon\}) n^2(\varepsilon) \sim \qquad (6)$$
$$\sim T(\varepsilon)\varepsilon^2 n^2(\varepsilon),$$

откуда

$$n(\varepsilon) \sim \sqrt{\frac{P_1}{T}}\varepsilon^{-2}. \qquad (7)$$

Параметр P_1 можно связать с физическими величинами, вычисляя поток P_1 в энергосодержащей области ($\varepsilon_{\max} = \omega$):

$$P_1 = \int_0^{\omega} n(\varepsilon)\rho(\varepsilon)\gamma(\varepsilon)\varepsilon d\varepsilon \sim \omega n_\omega \rho(\omega)\gamma(\omega)\Delta\varepsilon, \qquad (8)$$

где γ — скорость заселения одночастичных состояний, а $\Delta\varepsilon \leq \gamma(\omega)$ — ширина энергосодержащей области. Комбинируя (7) и (8), окончательно получаем:

$$n(\varepsilon) \sim \varepsilon^{-2}\gamma(\omega)\left(\frac{n_\omega \omega \rho(\omega)}{T(\{\varepsilon\})}\right)^{1/2}, \qquad (9)$$

что при $r = 2$ согласуется с (4). Аналогичным образом можно оценить и константу в решении $n(\varepsilon) = \varepsilon^{s_0}$, отвечающем потоку частиц

$$P_0 = \int \rho(\varepsilon) \frac{\partial n(\varepsilon)}{\partial t} d\varepsilon.$$

Важным свойством степенных распределений типа (3) является их локальность. В формальном плане это обеспечивает сходимость интегралов в уравнении (2). В нашем случае физический критерий локальности означает малость вкладов от соударений нуклонов из инерционного интервала, где все энергии одного порядка, с частицами в ферми-зоне, что обеспечивает устойчивость степенного решения (3). В области малых энергий (ω = 10–20 МэВ), где можно пренебречь зависимостью $|\langle 12|V|34\rangle|^2$ от энергии, распределения (3) нелокальны. Поэтому вклад (4) трудно идентифицировать на фоне обычного предравновесного спектра. С увеличением энергии вылетающих частиц ($\geq$100 МэВ) увеличивается как инерционный интервал, так и область применимости уравнения Больцмана (1). Считая импульс $\mathbf{p}$ достаточно хорошим квантовым числом и выделяя $\delta(\mathbf{p}_1 + \mathbf{p}_2 - \mathbf{p}_3 - \mathbf{p}_4)$ из матричного элемента $\langle 12|V|34\rangle$, найдем для показателя r в (3): $r = 1/2 + q$, где q — показатель степени, определяющий зависимость $d\sigma/d\theta$ от энергии.

Автор признателен С.Т. Беляеву за критические замечания и Е.А. Кузнецову за весьма полезные обсуждения.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. J. J. Griffin, Phys. Rev. Lett. **17**, 478 (1966).
2. C. K. Cline and M. Blann, Nucl. Phys. A **172**, 225 (1971).
3. К. Зайдель, Д. Зелигер, Р. Райф, В. Д. Тонеев, ЭЧАЯ **7**, 499 (1976).
4. В. Е. Захаров, ЖЭТФ **51**, 668 (1966).
5. А. В. Кац и др., ЖЭТФ **71**, 177 (1976).
6. В. И. Карась, С. С. Моисеев, В. Е. Новиков, ЖЭТФ **71**, 1421 (1976).
7. S. T. Belyaev and B. A. Rumyantsev, Phys. Lett. B **53**, 6 (1974).
8. В. В. Волков, ЭЧАЯ **6**, 1040 (1975).

TURBULENCE IN NUCLEAR REACTIONS

B. A. Rumyantsev

An explanation of occurrence of turbulence in nuclear reactions is suggested. It is based on the assumption that a stationary but nonequilibrium distribution of occupation numbers $n(\varepsilon)$ occurs in an excited nucleus.