Письма в ЖЭТФ, том 23, вып. 5, стр. 309 – 312 *5 марта 1976 г.*

ЯДЕРНЫЙ АНАЛОГ ЭФФЕКТА ЧЕРЕНКОВА

Б.А.Румянцев, В.Б.Телицын, В.И.Юрченко

Оцениваются угловые, энергетические распределения, а также полная вероятность "выплескивания" частиц из ядра ударной волной, генерируемой черенковским образом в столкновениях высокоэнергичных тяжелых ионов.

В работе [1] показано, что высокочастотная компонента эффективного поля $V_\omega(\mathrm{x})$, описывающая гигантские резонансы ядра, удовлетворяет уравнению гидродинамического типа (G – межнуклонное взаимодействие, ρ – плотность ядра)

$$-\omega^2 V_\omega(\mathrm{x}) = \int d\mathrm{x}\, G(\mathrm{x} \mid \mathrm{x}')\, \mathrm{div}\left(\rho(\mathrm{x}')\, \frac{\partial V_\omega}{\partial \mathrm{x}'}\right) - \omega^2 \overset{\circ}{V}_\omega(\mathrm{x}) \qquad (1)$$

и предложен "черенковский" механизм генерации ударной волны в ядре.[1)]

Считая движение налетающей частицы заданным, для внешнего поля $\overset{\circ}{V}(\mathrm{x}, t)$ имеем

$$\overset{\circ}{V}(\mathrm{x}, t) = \int d\mathrm{x}'\, G(\mathrm{x} \mid \mathrm{x}')\, \delta\rho(\mathrm{x}', t), \qquad (2)$$

где $\delta\rho(\mathrm{x}, t)$ – внешнее возмущение плотности ядра. Такая аппроксимация имеет макроскопический характер и законна лишь в том случае, когда возмущение $\delta\rho$ затрагивает достаточно много частиц, т. е. для столкновения тяжелых ионов.

---

1) Заметим, что область применимости обычной гидродинамики в реальном ядре сильно ограничена. Простые оценки [2] для энергии возбуждения ядра дают: $E^* \gg \omega A$, $E^* \gg \epsilon_F A^{2/3}$, ($\omega$ – частота звука, A – атомный номер, $\epsilon_F = p_F^2/2$ – энергия Ферми, $\hbar = m = 1$). Причем, даже при выполнении этих неравенств остается открытым вопрос о возможности быстрой релаксации ядра в состояние локального статистического равновесия при столь больших E^*.

Решение (1) может быть получено разложением $\overset{\circ}{V}_\omega(\mathrm{x})$ по собственным функциям $V_a(\mathrm{x})$ однородного уравнения[1] (с $\overset{\circ}{V}=0$)

$$V_\omega(\mathrm{x}) = \overset{\circ}{V}_\omega(\mathrm{x}) + \sum_a \frac{\omega_a^2}{\omega^2 - \omega_a^2} V_a(\mathrm{x})\, Tr\,(u_a^+ \overset{\circ}{V}_\omega). \tag{3}$$

Легко показать, что для нулевого радиуса сил G и возмущения $\delta\rho$ поле $V(\mathrm{x}, t)$ разрывно и обращается в бесконечность на "черенковском" конусе, т. е. описывает ударную волну плотности. Ударная волна "выплескивает" [3] частицы ядра в сплошной спектр с вероятностью $W_{o\to E}$

$$W_{o\to E} = \Big| \int_{-\infty}^{\infty} dt\, e^{i(E-E_o)t} (E\,|\,V(\mathrm{x}, t)\,|\,0)\Big|^2 . \tag{4}$$

Энергетические и угловые распределения могут быть получены из качественных соображений. Фронт ударной волны, двигаясь со скоростью звука c, выбрасывает частицы ядра преимущественно по нормали к фронту и со скоростями вблизи $2c$. Кроме того вероятность "выплескивания" (4) будет пропорциональна площади конуса (для ядра $\sim A^{2/3}$). Отклонения от этой классической картины связаны с фермиевским движением нуклонов, а также с конечным радиусом возмущения $\delta\rho$ и взаимодействия G.

Имея в виду объемный характер эффекта мы оценим (4) для однородной ферми-жидкости. Кроме того, положим: $G(\mathrm{x}|\mathrm{x}') \sim \delta(\mathrm{x}-\mathrm{x}')$; $\delta\rho(\mathrm{x}, t) \sim \delta(\mathrm{x}-\mathrm{v}t)$, где v – скорость внешнего возмущения. Кинематические особенности W в этом случае будут выражены наиболее резко. Вероятность рождения частицы с импульсом p принимает вид

$$\frac{dW}{dp} = \frac{\pi^3 f^2 T^2}{16\,p_F^2} \sum_{\mathrm{p}'} n_{\mathrm{p}'} (kc)^3\, \delta(\omega - \mathrm{kv})\, \delta(\omega^2 - k^2c^2), \tag{5}$$

где $\mathrm{k} = \mathrm{p} - \mathrm{p}'$; $\omega = \epsilon_{\mathrm{p}} - \epsilon_{\mathrm{p}'}$; $c = p_F\sqrt{f/3}$; f – скалярная амплитуда рассеяния, n_{p} – числа заполнения, а $T \sim R/v$ – время процесса. Множитель T^2 отражает двухступенчатый характер эффекта – излучение звука с последующим рождением частично-дырочной пары.

Результаты простых, но громоздких интегрирований, в (5) представлены на рис. 1,2 энергетическим $\partial W(p)/\partial p$ и угловым $\partial W(\theta)/\partial\theta$ распределениями, где $\theta_o = \arccos {}^{c}/_{v}$ – черенковский угол, $\cos\theta = \mathrm{pv}/pv$. Параметр $p_F/2c$ характеризует влияние фермиевского движения нуклонов на $W(p, \theta)$. Значение функций на рисунках даны в относительных единицах и кроме того, выделен множитель $(c/v)^3$. Отметим хорошее согласие результатов прямого вычисления W с классической картиной

[1] При этом слудет иметь в виду неэрмитовость интегрального оператора в (1) и использовать присоединенный набор собственных функций $U_a(\mathrm{x})$ $\left(-\omega_a^2 U_a(\mathrm{x}) = \mathrm{div}\,(\rho(\mathrm{x})\frac{\partial}{\partial \mathrm{x}} \int G(\mathrm{x}\,|\,\mathrm{x}')\, U_a(\mathrm{x}')d\mathrm{x}')\right)$.

"выплескивания" частиц фронтом ударной волны. Обращает на себя внимание универсальная зависимость распределений от $v/c\,(1/v^3 f(\cos\theta_o))$.

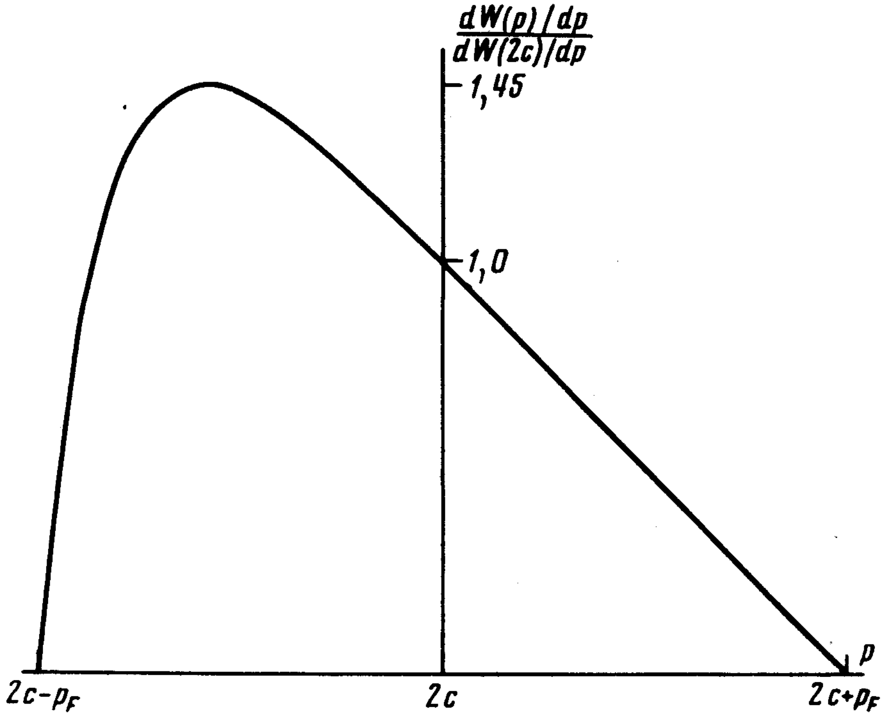

Рис. 1. Проинтегрированные по углам импульсные распределения частиц, "выплескиваемых" ударной волной: $p_F/2c = 1/3$

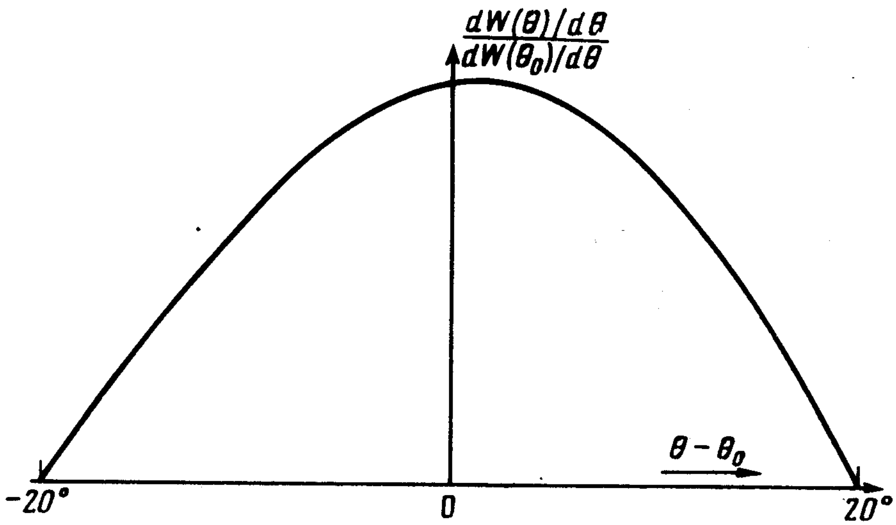

Рис. 2. Угловые распределения вторичных частиц: $v/c = 1{,}5$; $p_F/2c = 1/3$

Для оценки абсолютного значения W требуется более детальное рассмотрение. Главный вклад в излучение частиц вносит область фронта (где в нашем приближении $V = \infty$). Поэтому величина W чувствительна к параметрам, обрезающим высокочастотную часть спектра собственных частот ω_a и генерируемых возмущением $\delta\rho(\mathbf{x}, t)$ гармоник. Практически не влияя на форму распределения $W(\theta, p)$ $(p \approx 2c;\ \theta \sim \theta_0)$, обрезание сильно уменьшает интегральную вероятность. Аппроксимируя $\delta\rho(\mathbf{x},t)$ шаром постоянной плотности и учитывая дисперсию взаимодействия G, запрещающую распространение слишком коротких $(c\,\omega_a/c > p_F)$ волн, получим

$$W = \int \frac{dW}{d\mathrm{p}}\, d\mathrm{p} \approx 0{,}05(AA')^{2/3}(c/v)^3,$$

где A' – атомный номер налетающего иона. Таким образом вероятность W велика и для надежных количественных оценок необходим учет многократного возбуждения.

В конечном ядре следует ожидать дополнительного размытия $W(p;\theta)$ за счет отражений от стенок и затухания гигантских резонансов. Кроме того, в уравнении (1) следует отделить дипольную ветвь возбуждений, отвечающую движению ядра как целого. Стандартная процедура приводит к дополнительному члену в правой части (1)

$$-\int d\mathbf{x}'\, G(\mathbf{x}\,|\,\mathbf{x}')\, \mathrm{div}\, \rho(\mathbf{x}') < \frac{\partial V_\omega}{\partial \mathbf{x}} > ,$$

где

$$< \frac{\partial V_\omega}{\partial \mathbf{x}} > = 1/A \int \rho(\mathbf{x}) \frac{\partial V_\omega}{\partial \mathbf{x}}\, d\mathbf{x}\,.$$

Мы глубоко признательны С.Т.Беляеву за ценные советы и обсуждение результатов работы.

Институт ядерных исследований
Сибирское отделение
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
31 января 1976 г.

Литература

[1] Б.А.Румянцев. Письма в ЖЭТФ, 22, 114, 1975.

[2] Д.Пайнс, Ф.Нозьер. Теория квантовых жидкостей М., изд.Мир, 1967.

[3] S.T.Belyaev, B.A.Rumyantzev. Phys. Lett., 53B, 6, 1974.