

О гидродинамике делящихся веществ и нелинейные решения типа простой волны

НОВИКОВ В. М.

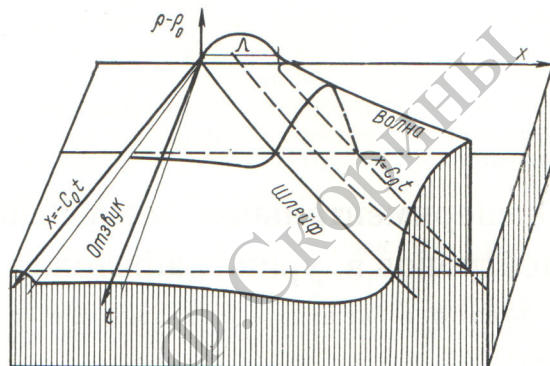
УДК 621.039.51

В предыдущей работе автора* показано, что при достаточно больших нейтронных потоках дисперсия акустических колебаний в делящихся веществах может существенно измениться. Это проявляется в изменении эффективной скорости звука и появлении акустической неустойчивости, приводящей к заметному росту амплитуды колебаний. Рассмотрение дальнейшей эволюции такой волны приводит к нелинейной задаче. В настоящей работе проведено обобщение нелинейного решения типа простой волны (риманово решение) для случая гидродинамики делящихся веществ в постоянных нейтронных потоках. Решение построено в предположении, что отвод тепла деления полностью определяется самими термодинамическими величинами и не зависит от производных. Такое предположение хорошо выполняется для газа, находящегося в достаточно длинном канале с отводом тепла через боковую поверхность.

Анализируя полученные решения, можно сделать следующие заключения об отличии нелинейных решений типа простой волны в гидродинамике идеальной жидкости (газа) и делящейся жидкости (газа).

Простая волна перестает распространяться строго в одну сторону и за ней возникает возмущение — шлейф волны, распространяющийся в противоположную сторону. При отводе тепла по закону Ньютона или путем лучшей теплопроводности от оптически толстого слоя плотность вещества в области волны растет (уменьшается), если начальное значение плотности было больше (меньше) равновесного значения. Для начального возмущения типа «горба» плотность вещества в области шлейфа меньше равновесного значения.

* «Атомная энергия», 1971, т. 30, вып. 4, с. 446; Препринт ИАЭ-2007, 1970.



Эволюция начального возмущения «горба» в делящемся газе.

Вблизи характеристики $x = -c_0 t$ (рисунок) можно выделить область «отзвука» волны, где плотность почти постоянна и отлична от равновесной. В области волны C_+ -характеристики перестают быть прямыми линиями, что приводит к более быстрому переходу простой волны в ударную. Для начальных возмущений плотности $\Delta\rho/\rho_0 \approx 10^{-2}$ и размеров волны $\Lambda \approx 10$ см время этого перехода может сократиться на порядок при нейтронных потоках $N \approx 10^{16}$ см⁻²·сек⁻¹. Схема, приведенная на рисунке, иллюстрирует эволюцию начального возмущения типа «горба» в делящемся газе вплоть до образования разрыва.

(№ 776/7874. Поступила в Редакцию 20/V 1974 г. Полный текст 0,5 а. л., 3 рис., 4 библиографические ссылки.)

Спектры электронов за барьерами толщиной, сравнимой с экстрополированным пробегом

ЕВСТИГНЕЕВ В. В., БОЙКО В. И.

УДК 539.121.72

В статье представлены результаты исследования энергетического состава пучка электронов, прошедших алюминевые, медные и свинцовые барьеры толщиной $(0,1 \div 0,9)R_0$ (R_0 — экстрополированный пробег электронов). Диапазон начальных энергий — 3—8 Мэв.

Анализатором энергии электронов являлся безжелезный магнитный спектрометр с однородным магнитным полем.

Основные характеристики спектров (наиболее вероятные потери энергии ΔE_B , средние потери энергии ΔE , полуширина энергетических распределений) представлены в виде таблиц (см. полный текст). Проведено сравнение результатов с характеристиками спектров за барьерами толщиной до $0,6R_0$, полученными ранее ван Кам-

пом [1], Лонерганом [2], Гусевым [3]. Для некоторых спектров выборочно проведен сравнительный расчет в модели катастрофических столкновений методом Монте-Карло по программе, описанной в работе [4].

Проанализированы зависимости основных характеристик спектров от начальной энергии, атомного номера и толщины поглотителей на больших глубинах. Показано, что наиболее вероятные потери в таких распределениях слабо выражены и заметнее становится нелинейность их зависимости от толщины. Средние потери энергии превышают наиболее вероятные, однако по мере увеличения толщины барьера, это различие уменьшается. При толщинах образца $(0,8 \div 0,9)R_0$ спектры настолько размыты, что полуширина спектральных рас-

пределений не может являться объективной мерой флуктуаций потерь энергии.

Детальное исследование экспериментальных энергетических распределений за толстыми $(0,6 \div 0,9)R_0$ поглотителями позволило обнаружить максимум в их низкоэнергетической части, обусловленной накоплением электронов с энергией около 1 Мэв . Интенсивнее накопление происходит при увеличении начальной энергии электронов и атомного номера поглотителей и достигает максимума при толщинах $(0,7 \div 0,8)R_0$. Зарегистрированный дополнительный максимум находится в определенном согласии с экспериментальными результатами Бумиллера и др. [5] и расчетными Баранова и др. [6]. Максимум в низкоэнергетической части спектров электронов за толстыми барьерами является результатом многократных процессов и экстремальности зависимости полных потерь энергии электронами от их начальной энергии.

(№ 777/7932. Поступила в Редакцию 1/VII 1974 г. Полный текст 0,65 а. л., 3 рис., 13 библиографических ссылок.)

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Van Camp K. I., Vanhuyse V. I. «Z. Physik», 1968, Bd. 211, S. 152—164.
2. Lonergan I. A., Jupiter C. P., Merkel G. «J. of Appl. Physics», 1970, v. 41, p. 2.
3. Гусев Е. А., Кононов Б. А. «Изв. вузов. Сер. Физика», 1969, т. 6, с. 12—16.
4. Пляшеников А. В. и др. В сб.: «Методы Монте-Карло в вычислительной математике и математической физике». Новосибирск, Изд-во Вычислительного центра СОАН, 1974, с. 285.
5. Bumiller F. A., Buskirk E. R., Dyer I. M. «Z. Physik», 1970, Bd. 224, S. 182—192.
6. Баранов В. Ф. и др. «Атомная энергия», 1972, т. 32, вып. 2, с. 156.

Решение уравнения переноса гамма-квантов в приближении рассеяния на малые углы

ПЛЕШАКОВ Л. Д.

Распространение γ -квантов в веществе описывается кинетическим уравнением Больцмана, которое решается обычно численными методами. При разработке приборов, в которых используется γ -излучение, при расчете защиты от него желательно иметь аналитическое решение, дающее возможность делать вычисления без применения ЭВМ. В работах [1, 2] получено аналитическое решение кинетического уравнения для плоскопараллельной задачи в приближении «рассеяния прямо вперед». Однако в этом случае функция распределения γ -квантов удовлетворительно описывает их распространение, начиная с энергий источника $5-6 \text{ Мэв}$ и выше.

В настоящей работе кинетическое уравнение для плоскопараллельной задачи решается в приближении рассеяния на малые углы. При этом в уравнении появляются дополнительное слагаемое, которым пренебрегают в приближении «рассеяния прямо вперед». Функция пространственного, энергетического и углового распределения γ -квантов, полученная с учетом этого дополнительного слагаемого, удовлетворительно описывает распространение их как для легких, так и для тяжелых элементов, начиная с энергий источника 1 Мэв и выше.

ЭВМ необходимо использовать при расчете функции, описывающей распространение γ -квантов, прошедших более 4 длин свободного пробега, так как в этом случае объем вычислений резко возрастает.

Функция распределения получена в предположении, что коэффициент ослабления можно аппроксимировать линейной или квадратической функцией. Когда коэффициент ослабления аппроксимируется линейной функцией, функция распределения плотности потока энергии имеет вид:

$$I(x, \lambda - \lambda_0) = \frac{\lambda_0^2}{\lambda} e^{-\mu_0 x} \left\{ \delta(\lambda - \lambda_0) + \left[b \frac{1 - e^{-(\mu_0 + \mu_1)(\lambda - \lambda_0)x}}{(\mu_0 + \mu_1)(\lambda - \lambda_0)} \right] + \frac{(bx)^2}{2!} (\lambda - \lambda_0) \times \right.$$

УДК 539.171.015

$$\times \left[1 - \frac{x(\lambda - \lambda_0)}{3} \left(\frac{3}{2} \mu_0 + \frac{3}{2} \mu_1 \right) + \frac{x^2(\lambda - \lambda_0)^2}{4 \cdot 3} \times \right. \\ \times \left. \left(\frac{13}{6} \mu_0^2 + \frac{11}{3} \mu_0 \mu_1 + \mu_1^2 \frac{11}{6} \right) - \dots \right] + \frac{(bx)^3}{3!} \times \\ \times (\lambda - \lambda_0)^2 \left[1 - \frac{x(\lambda - \lambda_0)}{4} (\mu_0 + \mu_1) + \frac{x^2(\lambda - \lambda_0)^2}{5 \cdot 4} \times \right. \\ \times \left. \left(\frac{15}{8} \mu_0^2 + \frac{35}{12} \mu_0 \mu_1 + \frac{35}{24} \mu_1^2 \right) - \dots \right] + \dots,$$

где $b = 2\pi n_0 r_0^2$, n_0 — электронная плотность вещества, r_0 — классический радиус электрона. Ряды в квадратных скобках определяют вклад отдельных рассеяний в функцию распределения.

В работе показано, что в приближении рассеяния на малые углы функция распределения плотности потока энергии для точечного изотропного источника с точностью до множителя $\frac{1}{4\pi r^2}$ описывается тем же самым выражением, что и функция распределения плотности потока энергии для плоского перпендикулярного источника.

Проведено сравнение полученных в работе результатов с экспериментом и результатами, полученными методом моментов.

(№ 778/7978. Поступила в Редакцию 14/VIII 1974 г. Полный текст 0,6 а. л., 4 рис., 6 библиографических ссылок.)

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Огневицкий В. И. ЖЭТФ, 1955, т. 29, с. 454.
2. Foldy L. L. «Phys. Rev.», 1951, v. 82, p. 927.