

становится слабым, -- борновские расчеты правильно передают поведение наблюдаемых распределений электронов по энергии.

Таким образом, учет взаимодействия налетающей частицы с ядром атома мишени в области промежуточных и больших энергий приводит к понижению дважды дифференциальных сечений ионизации, существенно улучшая согласие теории с экспериментом.

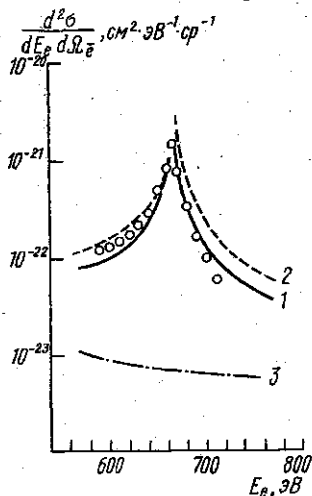


Рис. 2. Энергетический спектр электронов, испускаемых атомами гелия под нулевым углом эжекции. Энергия протонов 1225 кэВ. Обозначения те же, что на рис. 1. Экспериментальные точки взяты из [2]

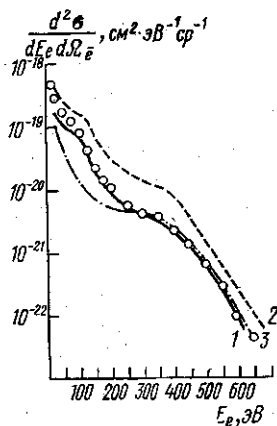


Рис. 3. Энергетический спектр электронов, испускаемых атомами гелия под углом 10°. Энергия протонов 200 кэВ. Обозначения те же, что на рис. 1. Экспериментальные точки взяты из [1]

В заключение авторы выражают благодарность В. Н. Милееву за многочисленные обсуждения и полезные замечания.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Rudd M. E., Sautter C. A., Bailey C. L. Phys. Rev., 1966, 151, p. 20.
 [2] Rødbro M., Andersen F. D. J. Phys. B, 1979, 12, p. 2883. [3] Crooks G. V., Rudd M. E. Phys. Rev. Lett., 1970, 25, p. 1599. [4] Macek J. Phys. Rev., 1970, A1, p. 235. [5] Salin A. J. Phys. B, 1972, 5, p. 979. [6] Garibotti C. R., Miraglia J. E. Phys. Rev., 1980, A21, p. 572.
 [7] Годунов А. Л., Милеев В. Н., Сенашенко В. С. ЖТФ, 1983, 53, с. 436.
 [8] Merkuriev S. P. Ann. Phys. (N. Y.), 1980, 130, p. 395. [9] Dahl P., Folkman F. Annual Report, University of Aarhus, Denmark, 1981, p. 32.

Поступила в редакцию
28.01.83

ВЛИЯНИЕ ПОСТОЯННОГО ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ПОЛЯ НА β-РАСПАДЫ С МАЛЫМ ЭНЕРГОВЫДЕЛЕНИЕМ

И. М. Тернов, В. Г. Жулего, В. Н. Родионов, О. Ф. Дорофеев,
А. Е. Лобанов, В. К. Перес-Фернандес

(кафедра теоретической физики)

В работах [1] предсказывалось существенное увеличение вероятности распада трития в поле интенсивной волны. Последующий ана-

лиз [2, 3] привел к выводу, что эти результаты ошибочны. Было показано также, что заметное увеличение вероятности распада может достигаться только при больших значениях квантовых параметров задачи.

В этой работе мы возвращаемся к задаче о β -распаде неполяризованных ядер, индуцируемом постоянным внешним электромагнитным полем, и сравниваем результаты со случаем распада в поле электромагнитной волны. Вероятность процесса в обоих случаях изучается при произвольных значениях параметра энергосвободения

$$\varepsilon_0 = [M(Z, N) - M(Z+1, N-1)]/m.$$

Дифференциальное распределение вероятности распада было приведено в наших работах [4]. Разложение по параметру $\chi \ll 1$ дает для полной вероятности разрешенных β -переходов при $\varepsilon_0 > 1$

$$W/\tilde{W} = f_0 + f_2 \chi^2/2! + f_4 \chi^4/4! + 2f_6 \chi^4 \sin(f_7 \chi^{-1}), \quad (1)$$

где $W = \ln 2/(ft)$, ft — приведенное время жизни ядра

$$f_0 = \frac{\varepsilon_0}{4} \ln(\varepsilon_0 + \delta) + \delta^5/30 - \delta^3/12 - \delta/4,$$

$$f_2 = \frac{2}{3} \varepsilon_0 \ln(\varepsilon_0 + \delta) - \delta/2,$$

$$f_4 = \delta^{-5}/8 - \delta^{-3}/4, \quad \delta = \sqrt{\varepsilon_0^2 - 1},$$

$$f_6 = \frac{2u_0^2 - 1}{144(\varepsilon_0^2 + 8)^{1/4}} \left(\frac{u_0}{|u_0^2 - 1|} \right)^{5/2},$$

$$f_7 = \frac{2\sqrt{3}}{\sqrt{u_0}} \left(\frac{|u_0^2 - 1|}{u_0} \right)^{3/2}, \quad \chi = eE/m^2,$$

E — напряженность скрещенного поля.

Для запрещенного по энергии β -распада ($\varepsilon_0 < 1$)

$$W/\tilde{W} = \chi^4 f_6 \exp\{-f_7 \chi^{-1}\}, \quad (2)$$

откуда следует, что в рассматриваемом пределе $\chi \ll 1$ вероятность этих процессов чрезвычайно мала (см. также [5]).

Из выражения (1) можно получить, что для разрешенного распада при $\varepsilon_0 - 1 \gg 1$

$$\begin{aligned} W/W_0 = 1 + 15 \left(\frac{2}{3} \ln 2\varepsilon_0 - \frac{1}{2} \right) \tilde{\chi}^2 - \frac{5}{16} \tilde{\chi}^4 - \\ - \frac{5}{3} \sqrt{2} \tilde{\chi}^4 \sin(\sqrt{3}/(2\tilde{\chi})), \end{aligned} \quad (3)$$

где $\tilde{\chi} = \chi/\varepsilon_0^2$, а при $\varepsilon_0 - 1 \ll 1$

$$\begin{aligned} W/W_0 = 1 + \frac{35}{8} \left\{ \chi^{*2} + \frac{1}{16} \tilde{\chi}^{*4} + \right. \\ \left. + \frac{3}{2} \chi^{*4} \sin \frac{2}{3} \chi^{*-1} \right\}, \quad \chi^* = \chi/\delta^3. \end{aligned} \quad (4)$$

Здесь W_0 — вероятность свободного β -распада. Сравнение формул (3) и (4) показывает, что влияние внешнего поля на процессы, протекающие с малым энерговыделением, может оказаться весьма существенным.

Разложение (1) не является равномерным при $\epsilon_0=1$. Расчеты показывают, что если $\chi^* \gg 1$, то

$$W/\bar{W} = \chi^{7/3} \Gamma(5/6)/(28 \cdot 3^{1/6} \sqrt{\pi}). \quad (5)$$

Таким образом, в этом случае вклад в вероятность распада, индуцированный внешним полем, оказывается доминирующим. Важно подчеркнуть, что даже при напряженности поля $E \ll m^2/e$ эта величина может заметно отличаться от вероятности распада в вакууме.

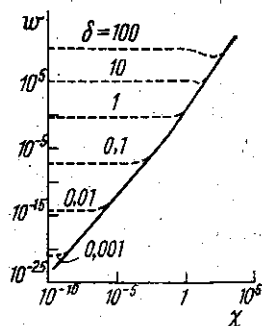
Наконец, в области значений параметра $\chi \gg 1$ полная вероятность растет как χ^3 [4]. Уточнение коэффициента пропорциональности дает

$$W/\bar{W} = \chi^3/(12\sqrt{3}). \quad (6)$$

Нужно отметить, что на этом результате может существенно сказаться учет отдачи ядра, так как продукты распада при условии $\chi \gg 1$ являются релятивистскими.

Результаты численных расчетов полной вероятности β -распада как функции параметра χ представлены на рисунке.

Интересно сравнить формулу (1) с выражением, определяющим вероятность β -распада в поле циркулярно по-



Рассчитанная на ЭВМ зависимость w — полной вероятности распада, нормированной на $\bar{W}/30$, от величины параметра χ при различных значениях δ (штриховая линия). Асимптотическое поведение вероятности: $w \sim \chi^{1/3}$ при $\delta \ll 1$ и $w \sim \chi^3$ при $\delta \gg 1$ (сплошная линия).

ляризованной электромагнитной волны [3] и полученным при условии $\chi \ll \delta$ ($\epsilon_0 - 1$), $\lambda \ll \epsilon_0 - 1$, где $\lambda_0 = \omega/m$:

$$W/\bar{W} = f_0 + f_2 \chi^2/2! + f_3 \chi^2/3! + (f_4 + f_5) \chi^4/4!, \quad (7)$$

$$f_3 = (g/2\xi) \ln(\epsilon_0 + \delta), \quad f_5 = \xi^{-2} \left(\frac{11}{15} \delta^{-1} - \frac{1}{15} \delta^{-3} \right).$$

$$\xi = eE/(m\omega), \quad \chi = eE/m^2. \quad (7)$$

Здесь E , ω — напряженность и частота поля волны, $g = \pm 1$ — поляризация волны.

Так же, как и в скрещенном поле, относительная величина поправок растет при $\epsilon_0 \rightarrow 1$. В этом случае

$$W/W_0 = 1 + \frac{35}{8} \left\{ \chi^{*3} + g \chi^{*3\xi^{-1}} \delta^2 + \frac{1}{2} \chi^{*4} \left[\frac{1}{8} - \frac{1}{15} \xi^{*-2} \right] \right\}, \quad (8)$$

где $\xi^* = \xi/\delta$, $\chi^* = \chi/\delta^3$.

* Члены, быстро осциллирующие при изменении λ , нами пока не исследованы. Однако можно утверждать, что их порядок $O(\lambda^2)$.

Таким образом, зависимость от частоты волны проявляется только в членах порядка χ^3 и выше. Поправка χ^4 может стать сравнимой с поправкой χ^3 при условии $\lambda \sim \delta^4/\xi^{*2}$, однако ту часть поправки, которая зависит от частоты, необходимо учитывать лишь при $\lambda \sim \delta^4$. Это условие в совокупности с исходным ограничением $\lambda \ll \epsilon_0 - 1$ определяет весьма узкий интервал частот, причем даже для трети этот интервал далек от диапазона, в котором работают современные лазеры.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Becker W. et al. Phys. Rev. Lett., 1981, 47, p. 1262; Becker W. et al. Phys. Rev. Lett., 1982, 48, p. 653; Appl. Phys., 1982, В 28, p. 310. [2] Тернов И. М., Родионов В. Н., Дорофеев О. Ф. Препринт № 08/1982, Препринт № 14/1982 физ. фак. МГУ. [3] Тернов И. М. и др. Письма в ЖЭТФ, 1983, 37, № 6, с. 289. [4] Тернов И. М. и др. Ядерная физика, 1978, 28, с. 1454; Ternov I. M. et al. App. d. Phys., 1980, 37, p. 406. [5] Тернов И. М., Родионов В. Н., Дорофеев О. Ф. ЖЭТФ, 1983, 84, с. 1225.

Поступила в редакцию
17.12.82

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1983, Т. 24, № 4

УДК 556.535.2

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ПОПЕРЕЧНОЙ ЦИРКУЛЯЦИИ ЖИДКОСТИ В ПРИБРЕЖНОЙ ОБЛАСТИ ТУРБУЛЕНТНОГО РУСЛОВОГО ПОТОКА

О. Н. Мельникова

(кафедра физики моря и вод суши)

Известно, что в пограничных слоях турбулентных потоков возникают вторичные течения, отличающиеся по направлению от основного потока. Прандтль [1] предположил, что возникновение поперечных движений жидкости связано с анизотропией осредненных пульсационных характеристик поля скорости в пограничных слоях потока. Экспериментально такие течения были исследованы в трубах некруглого сечения [2] и было найдено, что поперечная циркуляция жидкости действительно связана с анизотропией пульсационных составляющих поля скорости.

Исследование поперечной циркуляции жидкости в русловых потоках имеет большое теоретическое и прикладное значение для решения гидротехнических задач (возведение плотин, улучшение судоходности рек, сброс и очистка вод и пр.). В связи с большими трудностями, возникающими при аналитическом исследовании естественных русловых потоков, особенно важными являются экспериментальные работы, посвященные изучению движения жидкости в модельном трехмерном турбулентном русловом потоке.

В настоящей работе исследуется поперечная циркуляция в прибрежной области руслового потока и экспериментально определяются три составляющие вектора средней скорости в поперечном сечении потока.

Русловый поток с закрепленным дном, в поперечном сечении которого исследовалось поле скорости, моделировался в лотке и имел в сечении форму трапеции. Ширина потока равна 1 м, глубина его в центральной части 10 см. Максимальная скорость потока в центре русла достигала 76 см/с, уклон дна русла — 0,001. На входе в русло