

Как видно из этого результата, при высоких температурах ( $T \gg M$ ) температурный вклад в массу нейтрино отрицателен. Из условия равенства нулю полной массы нейтрино можно получить оценку «критической» температуры:

$$T_{кр} = \sqrt{\frac{4M^2}{\mu g}} \approx 100 \text{ ГэВ},$$

которая порядка температуры  $T_c \sim G^{-1/2} \sim 300 \text{ ГэВ}$  [8] фазового перехода в модели Вайнберга — Салама — Глэшоу.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Weinberg S. // Phys. Rev. Lett. 1979. 42. P. 850. [2] Ellis J., Gailard M. K. // Phys. Lett. 1979. 80B. P. 360. [3] Guth A. H., Tye S. H. // Phys. Rev. Lett. 1983. 44. P. 631. [4] Борисов А. В., Жуковский В. Ч., Курилин А. В., Тернов А. И. // Ядерная физика. 1985. 41. № 3. С. 743. [5] Тернов И. М., Жуковский В. Ч., Мидодашвили П. Г., Эминов П. А. // Там же. 1986. 43, № 3. С. 764. [6] Соколов А. А., Тернов И. М. Релятивистский электрон. М., 1983. [7] Градштейн И. С., Рыжик И. М. Таблицы интегралов, сумм, рядов и произведений. М. 1963. [8] Kirznits D. A., Linde A. D. // Phys. Lett. 1972. 42B. P. 471.

Поступила в редакцию  
01.10.87

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1988. Т. 29, № 3

### АТОМНАЯ И ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА

УДК 621.384.6

#### ИОННЫЙ ПУЧОК, ГЕНЕРИРУЕМЫЙ ПРИ ИНЖЕКЦИИ РЭП В ВАКУУМНУЮ КАМЕРУ

В. К. Гришин, И. Ф. Ленский

(НИИЯФ)

С помощью законов сохранения энергии и импульса в стационарном пределе самосогласованным методом оцениваются параметры ионного потока, генерируемого при инжекции РЭП в вакуумный волновод с источником ионов на входе.

В настоящей работе рассматривается эффективность получения ионных пучков при инжекции релятивистских электронных пучков (РЭП) в вакуумную камеру дрейфа. Ряд перспективных способов получения ионных потоков связан с использованием различных механизмов коллективного взаимодействия и ускорения ионов в системах с прямыми РЭП [1, 2]. Описываемая далее схема является по существу аналогом подобных систем.

Рассмотрим полуограниченный цилиндрический волновод с осью  $z > 0$ , через торец которого при  $z=0$  непрерывно инжектируется пучок электронов, обладающих энергией  $mc^2\gamma_0$ ; скорость частиц  $v_0 = \beta_0 c$ . Ток пучка меньше предельного вакуумного:  $I_b < I_{lim}$  [3], радиус пучка заметно меньше радиуса волновода:  $r_b \ll R$ . Пучок замagnитен внешним продольным полем. Источником ионов служит плазма, сосредоточенная в пределах сечения пучка при  $z=0$  (о способах создания плазменного источника см., напр., [2]). Поскольку  $I_b < I_{lim}$ , РЭП распространяется на бесконечность, однако заряд пучка вызывает «провисание потенциала», в котором электроны тормозятся до энергии  $mc^2\gamma$ , а ионы ускоряются, выходят из плазменного пятна и увлекаются вдоль волновода, при этом их скорость достигает  $v_i = \beta_i c$ , и возникает ток  $I_i$ . При  $r_b \ll R$  поперечной неоднородностью в распределении потенциала в области  $r < r_b$  можно пренебречь и считать, что в итоге на некоторой глубине (практически при  $z = L \gg (2 \div 3)R$  [4]) устанавливается близкий к ламинарному двухкомпонентный электронно-ионный поток с определенными параметрами.

Вообще говоря, появление направленной скорости у ионного фона создает благоприятную ситуацию для развития коллективных механизмов последующего ускорения ионов, например в результате развития низкочастотной неустойчивости типа неустойчивости Бунемана—Будкера, когда после перзахвата ионы приобретают энергию порядка нескольких  $mc^2\gamma_0$  [5]. Как правило, подобные процессы «включают»

ся» на значительном расстоянии от торца [5], в то время как провисание статического потенциала устанавливается уже в приторцевой области. Таким образом, анализ параметров ламинарного двухкомпонентного потока является необходимым начальным этапом при рассмотрении схем коллективного ускорения.

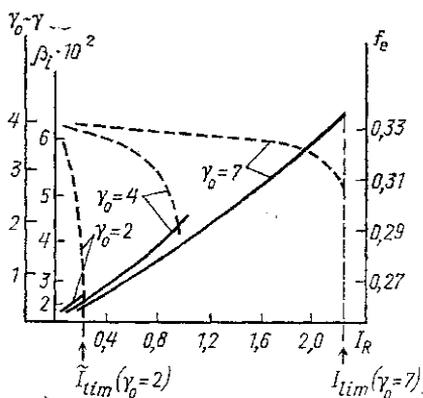
Параметры и эффективность возбуждения ионного тока можно оценить, исходя из законов сохранения энергии и z-компоненты импульса для области  $0 < z < L$ ,  $r < R$ . В данном случае для состояний, близких к стационарным, последние сводятся к уравнениям баланса потоков энергии и z-компоненты импульса через сечения  $z = 0$  и  $z = L$  [6]. В итоге получаем [7]:

$$\gamma_0 \beta_0 = \gamma \beta + 2(\gamma_0 - \gamma) / \beta - \frac{3}{4} (\gamma_0 - \gamma)^2 I_R / \Lambda \quad \left( I_R = \frac{I_b}{mc^3/e} \right), \quad (1)$$

$$f_e = n_i / n_e = 1 - \beta (\gamma_0 - \gamma) I_R / 2\Lambda,$$

где  $\Lambda = 1/4 + \ln(R/r_b)$ ;  $n_{i,e}$  — плотности ионов и электронов пучка на расстоянии, где, по предположению,  $E_z(z=L) \approx 0$ . Здесь полагается, что энергия поперечного движения мала ( $r_b \ll R$ ); стенки волновода заземлены и являются сверхпроводящими в масштабе времени РЭП, поэтому поле пучка не выходит за пределы волновода;  $E_r(z=0) = 0$ ;  $r_b(z=0) = r_b(z=L)$ ; магнитное поле пучка  $H_\theta(z=0) = H_\theta(z=L)$ ; наконец, ионный ток ограничен пространственным зарядом, поэтому  $E_z(z=0) = 0$ . Кроме того, используется очевидное равенство  $mc^2(\gamma_0 - \gamma) = M\beta_i^2 c^2 / 2$  ( $M$  — масса ионов), благодаря

Параметры двухкомпонентного электронно-протонного потока при  $\ln(R/r_b) = 1$ ;  $I_{lim} = I_{lim} \cdot (1 - f_e)$  — предельный ток электронного пучка с коэффициентом компенсации пространственного заряда  $f_e$  (пунктир);  $I_R = I_b / 17$  кА



которому из баланса потоков энергии в системе следует соотношение для  $f_e$  — коэффициента зарядовой нейтрализации пучка (ср. с [2], где при анализе квазистационарных схем используется лишь условие сохранения потока импульса в системе, вследствие чего  $f_e$  оказывается «плавающей величиной»). Результаты анализа (1) представлены на рисунке. Характерной особенностью является заметная, но не единичная компенсация заряда пучка:  $f_e \approx 1/3$  (пунктир) в широком интервале значений параметров системы (тривиальный случай с  $f_e = 1$ ,  $v = v_0$ ,  $v_i = 0$  в рассматриваемой системе не реализуется, так как ионы с  $v_i = 0$  не распространяются вдоль  $z$ ). При этом, например, для  $\gamma_0 = 2 \div 7$  скорость ионного потока составляет  $(0,02 \div 0,06)c$ , а энергия ионов (протонов) —  $(0,2 \div 2)$  МэВ. Мощность ионного пучка невелика, так что относительная эффективность

$$\eta = M\beta_i^2 c^2 I_i / (2mc^2(\gamma_0 - 1) I_b)$$

составляет при  $\gamma_0 \leq 7 \div 10$  не более нескольких процентов и могла бы достигнуть значения 20—30% лишь для сверхмощных релятивистских пучков с энергией  $mc^2 \gamma_0 \approx 10 \div 50$  МэВ.

Заметим, что решение уравнения (1) не существует, если ток пучка приближается к значению предельного тока, соответствующего степени зарядовой компенсации  $f_e \approx 1/3$ : вносимый в систему импульс оказывается недостаточным, чтобы обеспечить соответствующие, т. е. определяемые (1), потоки частиц и полей при  $z = L$ . Возникают более сложные режимы, связанные с эффектами отражения и накопления частиц [1]. Результаты, полученные с помощью (1) для  $I_{lim}(f_e = 0) < I_b < I_{lim}(f_e \approx 1/3)$ , требуют дополнительного обсуждения с учетом указанных эффектов.

В реальных системах из-за малой скорости ионов поток этих частиц заполняет область экспериментального исследования  $\Delta z \sim 30-50$  см через 20—30 нс.

При длительности электронного пучка  $\sim 100$  с двухкомпонентный поток создается за 20—30 нс.

Если источником ионов служат также боковые стенки камеры, то величина ионного потока резко снижается, поскольку продольная скорость ионов заметно падает, хотя величина  $f_e$  возрастает. Поэтому боковые стенки камеры должны быть достаточно удалены от пучка.

В целом инжекционный механизм увлечения ионов может рассматриваться как достаточно эффективный способ генерации двухкомпонентного и более сложных потоков. Его параметры могут быть оценены рассмотренным выше способом.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Быстрицкий В. М., Диденко А. Н. Мощные ионные пучки. М., 1984; Быстрицкий В. М., Диденко А. М. // Физика элементарных частиц и атомного ядра. 1983. 14, № 1. С. 181. [2] Adler R. // J. Appl. Phys. 1981. 52, N 5. P. 3099. [3] Богданкевич Л. С., Рухадзе А. А. // УФН. 1971. 103, № 4. С. 611. [4] Воронин В. С., Зозуля Ю. Т., Лебедев А. Н. // ЖТФ. 1972. 42. С. 546. [5] Adler R., Nation J. A., Serlin V. // Phys. Fluids. 1981. 24, N 2. P. 347. [6] Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Теоретическая физика. М., 1967. Т. 2, § 33. [7] Ленский И. Ф. Дипломная работа (физ. ф-т МГУ). М., 1986.

Поступила в редакцию  
07.09.87

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1988. Т. 29, № 3

УДК 539.123.17; 539.124.17

### О РАДИАЦИОННЫХ ЛЕПТОННОМ И КВАРКОВОМ РАСПАДАХ W-БОЗОНА С УЧЕТОМ ЕГО ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ СВОЙСТВ И ЦИРКУЛЯРНОЙ ПОЛЯРИЗАЦИИ $\gamma$ -КВАНТОВ

Б. К. Керимов, Панагис Бурас (Греция)

(кафедра теоретической физики)

Вычислены характеристики реакций распада  $W^- \rightarrow l \bar{\nu}_l \gamma$ ,  $W^- \rightarrow d \bar{u} \gamma$  с учетом одновременно электромагнитных моментов ( $\mu_w$ ,  $Q_w$ ) W-бозона и циркулярной поляризации фотонов. Обсуждается возможное отклонение от предсказаний стандартной электрослабой теории.

После экспериментального наблюдения [1] промежуточных векторных бозонов  $W^\pm$  и  $Z^0$  одной из актуальных задач физики элементарных частиц является изучение их электрослабых свойств, в частности структуры вершины  $W\bar{W}\gamma$  в радиационных процессах рождения и распада W-бозона.

В настоящей работе рассматриваются радиационные лептонная и кварковая моды распадов W-бозона

$$W^- \rightarrow f_1 + \bar{f}_2 + \gamma, \quad (A)$$

где  $f_1, \bar{f}_2 = l^-, \bar{\nu}_l$  или  $d, \bar{u}$ , с учетом одновременно его магнитного дипольного  $\mu_w$  и электрического квадрупольного  $Q_w$  моментов и циркулярной поляризации  $\gamma$ -квантов. Вычислены дифференциальная вероятность, распределения по энергии и углу вылета заряженных лептонов (кварков) и фотонов реакции (A) в зависимости от произвольной величины аномального магнитного дипольного и электрического квадрупольного моментов W-бозона и спиральности фотонов (формулы (2)—(4)). Получено выражение для степени циркулярной поляризации (СЦП) фотонов распада (A). Показано, что изучение углового и энергетического распределений продуктов распада, и в особенности СЦП излученных фотонов, может дать информацию о значениях аномального магнитного и электрического квадрупольного моментов W-бозона, при которых может наблюдаться значительное отклонение от предсказаний стандартной электрослабой теории Глэшоу—Вайнберга—Салама (ГВС).

Матричный элемент процесса (A), отвечающий диаграммам на рис. 1, записывается в виде

$$M = ie (g/2 \sqrt{2}) e_{(\gamma)}^\nu(k) e_{(w)}^\alpha(q) \bar{u}(p_1) T_{\nu\alpha} (1 + \gamma_5) v(p_2), \quad (1)$$