

ПОЛУЧЕНИЕ ПУЧКОВ ПОЛЯРИЗОВАННЫХ ЯДЕР И ФОТОНОВ В СТОЛКНОВЕНИЯХ ИОН-ЭЛЕКТРОН И ИОН-ЛАЗЕРНЫЙ ФОТОН

К.А.Испирян, М.К.Испирян, Р.К.Испирян

*Ереванский физический институт, Американский Университет Армении,
Ереван, Армения*

Поступила в редакцию 2 сентября 1993 г.

Предложен метод, позволяющий на накопительных кольцах ионов без заметных потерь получить пучки поляризованных ядер и фотонов с интенсивностью больше 10^4 частиц в секунду.

Данная работа мотивирована необходимостью получения релятивистских, не полностью ионизированных ионов для осуществления некоторых экспериментов, предложенных в [1-5]. Показано, что образование водородоподобных ионов (ВИ) захватом электронов ядрами в установках типа электронного охлаждения приводит к образованию пучков не только квазимонохроматических и поляризованных фотонов, но и поляризованных нерелятивистских и релятивистских ядер.

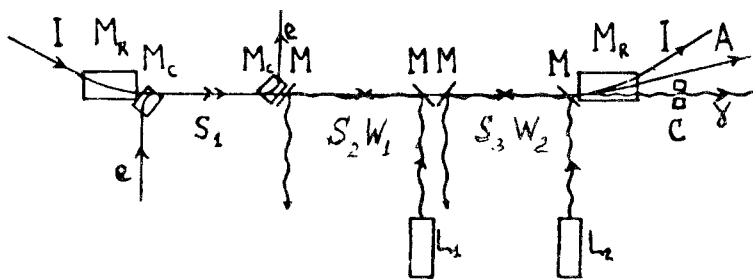
В самом деле, пусть прямолинейный участок нерелятивистского (STR, ASTRID и т.д.) или релятивистского (SPS, RHIC, TEVATRON и т.д.) накопителя ионов разделен на три участка S_1 , S_2 и S_3 (см. рисунок). На участке S_1 циркулирующий пучок I полностью ионизированных ионов сопровождается электронами e , как в установках электронного охлаждения (см., например, [6]). Если электроны как-то поляризованы, то благодаря взаимодействию между магнитными моментами захваченного электрона и ядра часть ядер, образованных ВИ будет поляризована точно так, как в случае метода Завойского [7], когда ионы, проходящие через ферромагнитные фольги, приобретают поляризацию, захватывая поляризованные электроны. Кроме того, характеристическое излучение, испущенное при заполнении вакантных K -оболочек, образует квазимонохроматический пучок ВУФ и рентгеновских фотонов [4, 8]. На участке S_2 для получения нового пучка поляризованных и квазимонохроматических фотонов по методу [1-5] эти частично поляризованные ионы взаимодействуют с лазерным пучком L_1 . Далее ионы продолжают циркулировать в кольце без заметных потерь после их полной фотоионизации на участке S_3 другим лазерным пучком L_2 или же выводятся из кольца без дополнительной ионизации на участке S_3 .

Перейдя к количественным оценкам, в первую очередь отметим, что темп R_1 образования таких ВИ или поляризованных ядер на участке S_1 выражается формулой (см. [6, 8])

$$R_1 = \alpha_r \eta N_i n_e \gamma^{-2}, \quad (1)$$

где N_i - число, $\gamma = E/M_i c^2 = (1 - (V_i/c)^2)^{-1/2}$ - лоренц-фактор ионов в накопителе, n_e - плотность электронов, $\eta = S_1/S_R$ - отношение "длины охлаждения" к полной длине S_R накопительного кольца, а

$$\alpha_r = 9,83 \pi^2 \alpha^3 c \lambda_e^2 Z^2 (mc^2/kT_{ir})^{1/2} = 9,3 \cdot 10^{-13} Z^2 (kT_{ir})^{-1/2} (\text{см}^3 \cdot \text{с}^{-1}) \quad (2)$$



Экспериментальная установка: I – пучок полностью поляризованных ионов, M_R – магниты накопительного кольца, M_C и e – магниты и электронный пучок системы электронного охлаждения, M – зеркала, $L_{1,2}$ – лазерные пучки, A – выведенный пучок ВИ с поляризованными ядрами, C – коллиматор, γ – квазимонохроматические пучки γ -квантов

– коэффициент рекомбинации. В последнем выражении произведение поперечной температуры T_{tr} на константу Больцмана k измеряется в электронвольтах.

Степени поляризации ядер P_n и электронов P_e (если последние как-то поляризованы) связаны соотношением (см. формулу (2.8) работы [9]), которое при захвате электронов на K -оболочках принимает следующий простой вид:

$$P_n = \frac{2(I_n + 1)}{3(2I_n + 1)} P_e, \quad (3)$$

который имеет максимум $P_{nucl} = P_e/2$, если спин ядер равен $I_n = 1/2$.

На участке S_2 можно организовать лобовое столкновение этих ВИ с поляризованными лазерными фотонами и получить пучки квазимонохроматических и поляризованных квантов следующим образом [1–5]. Благодаря эффекту Доплера, энергия фотонов в системе покоя ионов (СПИ) увеличивается и становится равной $\omega'_1 = 2\gamma\omega_1$, где ω_1 – энергия фотонов в лабораторной системе. Если значения γ и ω_1 таковы, что $\omega'_1 = \omega_{if}$, где ω_{if} – энергия разрешенного перехода между двумя энергетическими уровнями ВИ, то будет иметь место резонансное рассеяние лазерных фотонов на образованных в S_1 ВИ с энергиями рассеянных фотонов в лабораторной системе до $\omega_{2max} = 4\gamma^2\omega_1$ [1]. Сечение такого процесса большое и равно

$$\sigma_{rs} = \lambda_{if}^2 A_{if} / 8\pi \Delta\nu = \lambda_{if}^2 \Gamma_{if} / 4\omega_{if} (\Delta\gamma/\gamma), \quad (4)$$

где λ_{if} , A_{if} и Γ_{if} – длина волны, коэффициент Эйнштейна и ширина переход $i \rightarrow f$, а $\Delta\nu$ – частотная ширина лазерных фотонов в СПИ из-за энергетического разброса $\Delta\gamma$ ионов в накопителе.

Если поперечные размеры ионного и лазерного пучков равны друг другу, то темп R_2 рассеяния связан с R_1 соотношением

$$R_2/R_1 = \sigma_{rs} n_{ph} S_2 (V_i + V_{ph}) / V_i, \quad (5)$$

где n_{ph} – плотность лазерных фотонов. Как следует из (5), чтобы обеспечить максимальное $R_2 = R_1$, необходимо иметь плотность лазерных фотонов равной

$$n_{ph}^{rs} > \frac{1}{S_2 \sigma_{rs}} \frac{V_i}{V_i + V_{ph}}. \quad (6)$$

На участке S_3 можно попытаться снова получить полностью ионизированные ядра, организовав лобовое столкновение новых лазерных фотонов с ВИ. Для такой К-ионизации необходимо иметь фотоны с энергиями ω_2 , удовлетворяющие условию $\omega'_2 = 2\gamma\omega_2 > I$, где $I = me^4 Z^2 / 2h^2$ – энергия ионизации основного уровня ВИ [10]. Когда ω'_2 близко к I , то сечение фотоэффекта выражается формулой Штоббе, которая при $\omega'_2 \rightarrow I$ имеет вид [10]

$$\sigma_k \simeq 6,44 \cdot 10^{-18} / Z^2 (\text{см}^2). \quad (7)$$

Темп ионизации R_3 дастся формулой (5) с заменой σ_{rs} на σ_k и S_2 на S_3 , а для возвращения полностью ионизированных ионов в кольцо без потерь необходимо обеспечить плотности лазерных фотонов, даваемые выражением (6) с вышеуказанными заменами, n_{ph}^{str} .

Для иллюстрации полученных выше результатов рассмотрим накопительные кольца полностью ионизированных ионов O^{8+} . Подставляя типичные значения $kT_{tr} = 0,2$ эВ, $n_e = 10^9 \text{ см}^{-3}$, $\eta = 0,05$, $N_i = 10^8$ и $5 \cdot 10^{10}$ ионов для нерелятивистского ($\gamma \simeq 1$) и релятивистского ($\gamma \simeq 100$) накопителей ионов в (1) и (2), получим $R_1 \simeq 6,6 \cdot 10^5$ и $3,3 \cdot 10^4$ ВИ (или поляризованных ядер) в секунду. Эти ионы, OVII, имеют разрешенный переход $1s^{21}S_0 \Rightarrow 1s2p^1P_1$ с параметрами $\omega_{12} = 571,3$ эВ, $\Gamma_{12} = 1,364 \cdot 10^{-2}$ эВ, $A_{12} = 2,072 \cdot 10^{13}$ с. Взяв $S_1 = S_2 = S_3 = 10^2$ см, $\Delta\gamma/\gamma = 10^{-3}$, получим, что формулы (4) и (7) дают $\sigma_{rs} = 5,37 \cdot 10^{-16} \text{ см}^2$, $\sigma_k = 1 \cdot 10^{-19} \text{ см}^2$, а согласно (6), требуются фотоны с плотностями $n_{ph}^{rs} = 1,86 \cdot 10^{12}$ и 10^{14} см^{-3} для полного рассеяния, а также $n_{ph}^{str} = 10^{15}$ и $5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ для полной ионизации ионов. В настоящее время такие фотонные плотности на длинах $S_2 = S_3 = 10^2$ см можно получить только импульсными лазерами, учитывая бунчевую структуру ионных пучков: RHIC [11], например, будет иметь 57 бунчей с длиной 0,8 нс, расстоянием между ними 224 нс и 10^9 ионов в бунче. В случае релятивистских ионов аргонные лазеры с $\omega_1 = 2,4$ эВ обеспечивают необходимую "настройку" для резонансного рассеяния при $\gamma = 119$. В случае нерелятивистских ионов разумно получить только поляризованные ядра.

В заключение отметим, что основной результат данной работы – предложенный метод получения поляризованных ядер, включая протоны и дейтроны, – может найти применение в существующих и будущих накопителях, даже если не будут происходить резонансное рассеяния и возможное накопление и сохранение числа и поляризации ядер.

Работа частично поддержана грантом фонда Сороса, присужденным Американским Физическим Обществом.

-
1. К.А.Испирян и А.Т.Маргарян, Phys. Lett. 44A, 377 (1973).
 2. Н.Г.Басов, А.Н.Ораевский, Б.Н.Чичков, ЖЭТФ 89, 66 (1985).
 3. С.М.Дарбициан, К.А.Испирян, Д.Б.Саакян, Письма в ЖЭТФ 44, 7 (1986); Изв. АН Арм.ССР, Физика 23, 65 ('988).
 4. К.А.Испирян, М.К.Испирян, Препринг ЕрФН-891(42)-86, 1986; Изв. АН Арм.ССР, Физика 22, 284 (1987).
 5. S.A.Bogacz, Preprint FERMILAB-Conf-90-247, 1990.
 6. H.Poth, Preprint CERN-EP/90-04, 1990.
 7. Е.К.Завойский, ЖЭТФ 32, 408 (1957).
 8. H.Poth and A.Wolf, Phys. Lett. 94A, 135 (1983).

9. V.A.Djrbashian, Nucl. Phys. **A103**, 177 (1967).
10. В.Б.Берестецкий, Е.М.Лифшиц, Л.П.Питаевский, Квантовая электродинамика, М.: Наука, 1980, стр.241.
11. S.Ozaki, Conf. Record of the 1991 IEEE Particle Accelerator Conf., San Francisco, v.5, 1991, p.2901.