

## ОБ ОДНОЙ ВОЗМОЖНОСТИ ПОЛУЧЕНИЯ ПУЧКОВ ПОЛЯРИЗОВАННЫХ ИОНОВ

*М.А.Кожушнер, И.И.Левинтов*

В качестве источника поляризованных ионов предлагается плазма, возникающая при воздействии лазерного луча на поляризованную мишень. Показано, что время протонной спиновой релаксации в плотной плазме с  $T = 10^5 \text{ К}$  составляет  $\gtrsim 10^{-3} \text{ сек.}$

Проблема получения пучков ускоренных поляризованных протонов (ядер) представляет значительный интерес для физики взаимодействия частиц при высоких энергиях. Мы предлагаем новый метод, в котором принципиально возможны: 1) поляризация в пучке, близкая к единице; 2) интенсивности порядка  $10^{12}$  частиц в импульсе ускорения.

Для этого источником протонов, инжектируемых в ускоритель, должна быть поляризованная протонная мишень. Из нее, лазерным лучом или электронным пучком готовится плазма с первоначальной плотностью порядка плотности твердой мишени и температурой  $\sim 10^5 \text{ К}$ . Этот сгусток плазмы расширяется в вакуум, и для успешного ускорения поляризованных протонов необходимо, чтобы время пребывания протонов в плотной горячей плазме было существенно меньше, чем время протонной спиновой релаксации.

Время приготовления плазмы  $\sim 10^{-9} \text{ сек.}$  Легко показать, что время разлета сгустка с  $T \sim 10^5 \text{ К}$  до плотности  $\sim 10^{-4}$  от первоначальной составляет  $\sim 10^{-8} \text{ сек.}$  Ниже будет показано, что при такой плотности дальнейшей спиновой деполяризацией можно пренебречь.

Оценим время протонной спиновой релаксации в плазме с плотностью электронов  $n_e$  и температурой  $T_e$ . В этой системе, так же как в нормальных металлах, скорость релаксации определяется сверхтонким взаимодействием протонов со свободными электронами. Для простоты учтем

только контактное взаимодействие:

$$\hat{V} = \frac{8\pi}{3} \gamma_e \gamma_n \hat{S} \hat{I} \delta(r), \quad (1)$$

где  $\hat{S}$ ,  $\hat{I}$  — операторы спинов и  $\gamma_e$  и  $\gamma_n$  — гиромангнитные отношения электрона и протона соответственно,  $r$  — координата электрона относительно протона. (Заметим, что в металлах именно контактное взаимодействие вносит наибольший вклад в ядерную спиновую релаксацию [1] и при энергиях электронов приблизительно нескольких эв взаимодействие протонного спина с орбитальным моментом электрона не превышает спин-спинового).

Тогда вероятность переверота протонного спина может быть рассчитана в первом порядке теории возмущений по  $\hat{V}$ , где в качестве волновых функций нулевого приближения должны быть использованы функции кулоновского рассеяния электрона на протоне. В результате получим:

$$W = \frac{8\sqrt{2}\pi}{9} \gamma_e^2 \gamma_n^2 m_e^{3/2} n_e \int f(E) A^2(E) \sqrt{E} dE, \quad (2)$$

где  $f(E)$  — максвелловская функция распределения электронов по энергиям,  $m_e$  — масса электрона, а  $A(E)$  — отношение плотности вероятности при  $r = 0$  кулоновской и свободной волновой функций [2]. Для энергий электрона  $E < Y$  — потенциала ионизации водорода,  $A(E) \approx 2\sqrt{2}(J/E)^{1/2}$ . Окончательно, для плазмы с температурой  $T_e$ , получаем

$$\frac{1}{\gamma} \equiv W = \frac{2^{15/2} \pi^{5/2}}{9} (\gamma_e \gamma_n)^2 m_e^{3/2} n_e \frac{J}{(kT_e)^{1/2}} \approx 10^{-17} \frac{n_e}{T_e^{1/2}} \text{ сек}^{-1}, \quad (3)$$

где  $T_e$  — в К, а  $n_e$  — в  $\text{см}^{-3}$ . Формула (3) справедлива для невырожденной плазмы, т. е.  $T_e > \frac{\hbar^2}{m_e} n_e^{2/3}$ . В случае вырождения плазмы  $W$  только

уменьшается из-за того, что в релаксации участвует небольшая часть электронов.

Для  $n_e \approx 10^{22} \text{ см}^{-3}$ ,  $T_e \approx 10^5 \text{ К}$  получаем  $\tau \approx 10^{-3} \text{ сек}$ . Таким образом, в рабочих диапазонах параметров плазмы время протонной спиновой релаксации на несколько порядков превышает время существования плотной плазмы.

Протоны могут также деполяризовываться при захвате электрона (образование атома H), после чего сверхтонкое взаимодействие разбалтывает протонный спин. Сверхтонкое поле, действующее на ядерный магнитный момент, можно представить как случайное поле с временем корреляции  $\tau_1$ , где  $\tau_1$  — время жизни нейтрального атома в плазме:

$$\tau_1^{-1} = \sigma n v \exp\{-J/kT_e\}. \quad (4)$$

Здесь  $\sigma$  – сечение ионизации атома H,  $v$  – скорость электронов. Напомним, что поляризованная мишень и образующаяся плазма находятся в сильном магнитном поле  $\sim 2 \cdot 10^4$  э. Тогда, согласно [1],

$$\frac{1}{\tau} = \omega_p^2 \frac{\tau_1}{1 + (\omega_e \tau_1)^2} c_0. \quad (5)$$

где  $\omega_p \approx 10^{10}$  сек<sup>-1</sup> – зеемановская частота протона в сверхтонком поле,  $\omega_e$  – зеемановская частота электрона во внешнем магнитном поле ( $\omega_e \sim 10^{11}$  сек<sup>-1</sup>),  $c_0$  – концентрация атомов H в плазме:

$$c_0 \approx n_e \left( \frac{2\pi\hbar^2}{mT_e} \right)^{3/2} \exp\{J/kT_e\}. \quad (6)$$

Как нетрудно видеть из формул (4) – (6), для  $\tau_1 \ll \omega_e^{-1}$  (начальная стадия – плотная плазма) и для  $\tau_1 > \omega_e^{-1}$  (разреженная плазма) получаются совершенно разные зависимости  $\tau$  от  $T_e$  и  $n_e$ . Но для предполагаемых нами условий  $\tau \gtrsim 10^{-4}$  сек, что также на несколько порядков больше времени существования плазменного сгустка.

Мощность, необходимая для получения  $10^{13}$  ионов в сек, составляет  $J \cdot 10^{13}$  эв/сек  $\approx 10^{-5}$  вт. Эта лазерная мощность гораздо меньше СВЧ мощности, подводимой в образец для поддержания поляризации ( $\sim 10^{-2}$  вт).

Институт химической физики  
Академии наук СССР

Поступила в редакцию  
19 ноября 1976 г.

Институт теоретической  
и экспериментальной физики

### Литература

- [1] А. Абрагам. Ядерный магнетизм, гл. 9, М., ИИЛ, 1963 г.  
[2] Л.Д.Ландау, Е.М.Лифшиц. Квантовая механика, М., 1963 г. стр. 604.