

МЕТОД ПОЛУЧЕНИЯ ПОЛЯРИЗОВАННЫХ ПРОТОНОВ ЛАЗЕРНЫМ ИЗЛУЧЕНИЕМ

В.С.Летохов, В.М.Лобашев, В.Г.Мигогин
В.И.Мишин

Предложен метод получения высокоинтенсивного пучка поляризованных протонов, позволяющий достигать 100% поляризации в пучках с угловой апертурой до 10° . Метод основан на селективном по проекциям полного момента оптическом тушении атомов водорода из метастабильного $2S$ -состояния и последующей фотоионизации атомов с определенной проекцией момента через ридберговское состояние.

1. В данной статье мы рассматриваем возможность получения крайне важного для физических экспериментов на протонных ускорителях высоких энергий интенсивного пучка поляризованных протонов. В настоящее время детально разработаны два метода селективного воздействия оптическим излучением на атомы, совместное применение которых позволяет по новому подойти к проблеме получения интенсивных пучков поляризованных ионов. Первый из них – оптическая ориентация атомов в циркулярно-поляризованном свете [1], второй – селективная фотоионизация атомов лазерным излучением (см. обзоры [2]). Простое сочетание этих двух методов еще не гарантирует успеха, если необходимо при существующем уровне лазерной техники получать пучки поляризованных протонов с требуемыми для практики параметрами. В принципе, используя расщепление компонент сверхтонкой структуры, можно получать поляризованные ионы непосредственно в процессе многоступенчатой фотоионизации атомов¹⁾ Однако для получения интенсивных пучков поляризованных протонов неприемлимы любые методы, использующие селективное по компонентам сверхтонкой структуры оптическое возбуждение, так как оно требует очень малой угловой апертуры пучка, а также методы прямой фотоионизации в континуум, так как из-за низкой величины сечения они требуют недоступных средних мощностей лазерного излучения.

Предлагаемая нами схема заключается в селективном по проекциям полного момента тушении атомов водорода из состояния $2S_{1/2}$ при индуцируемом лазерным излучением оптическом переходе $2S_{1/2} - 3P_{1/2}$ и последующей эффективной ионизации атомов с определенной проекцией момента через ридберговское состояние. При современном уровне техники перестраиваемых лазеров такой подход позволяет получать $\approx 25\%$ поляризованных протонов от общего числа атомов в метастабильном $2S_{1/2}$ состоянии при степени ядерной поляризации $\approx 100\%$ и угловой апертуре пучка до $0,2$ рад.

¹⁾ Такая возможность была отмечена Д.Ф.Зарецким в дискуссии на межинститутском семинаре по перспективам применения лазеров в ядерной физике и ядерной химии.

2. Рассмотрим широкий пучок атомов водорода, приготовленных в метастабильном $2S_{1/2}$ состоянии¹⁾ одним из известных методов [3]. При освещении атомов на переходе $2S_{1/2} \rightarrow 3P_{1/2}$ циркулярно-поляризованным светом $H_{\alpha}(\sigma^+)$ с длиной волны $\lambda_1 = 6562\text{Å}$ в состоянии $2S_{1/2}$ могут остаться только те атомы, которые находятся на уровне $F=1, m_F=1$ (рис. 1). Атомы, находящиеся на трех остальных уровнях сверхтонкой структуры, при возбуждении в состояние $3P_{1/2}$ испытают быстрое тушение в основное состояние $1S_{1/2}$ из-за большого отношения вероятностей спонтанных распадов состояния $3P_{1/2}$ по каналам L_{β} и H_{α} -линий ($\gamma_{1S}/\gamma_{2S} \approx 7,5$). При интенсивности лазерного излучения, превышающей интенсивность насыщения на переходе $2S_{1/2} - 3P_{1/2}$ для практически полного ориентирования состояния $2S_{1/2}$ достаточно нескольких спонтанных распадов на переходе $3P_{1/2} - 1S_{1/2}$.

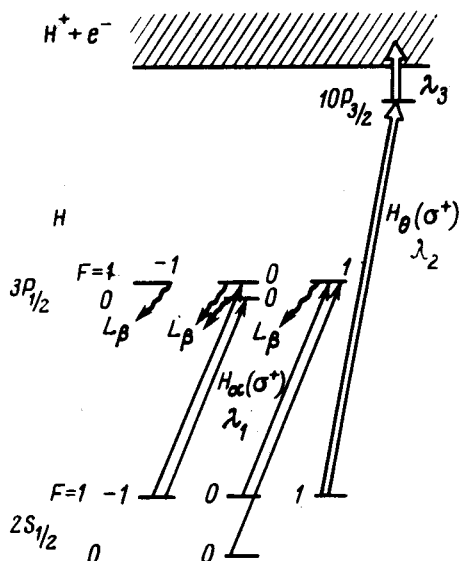


Рис. 1. Схемы оптических квантовых переходов, используемых для селективного тушения подуровней $m_F = 0, -1$ состояния $2S_{1/2}, F=1$ излучением λ_1 и фотоионизации ориентированных метастабильных атомов водорода из состояния $2S_{1/2}, F=1, m_F=1$ с сохранением ориентации спина протона излучениями λ_2 и λ_3

Отметим, что для сохранения IJ -связи в $2S$ состоянии при оптическом возбуждении необходимо, чтобы скорость индуцированных $2S \rightarrow 3P$ переходов удовлетворяла условию: $dE/\hbar \ll \Delta\omega_{\text{СТС}}$, где d — дипольный момент перехода $2S_{1/2} - 3P_{1/2}$, E — амплитуда светового поля, $\Delta\omega_{\text{СТС}} = 170 \text{ мГц}$ — величина сверхтонкого расщепления состояния $2S$. Нетрудно проверить, что условие опустошения уровня $2S_{1/2}$ за время пролета атомов через световой пучок $t = d_1/v_0$ не противоречит ему.

Оптическое возбуждение атомов на переходе $2S_{1/2} - 3P_{1/2}$ необходимо осуществлять в направлении, перпендикулярном оси атомарного пучка (рис. 2). При такой геометрии ширина линии поглощения минимальна и определяется только угловой расходимостью пучка атомов водорода. Максимальная расходимость пучка определяется из условия малости перекрытия линий поглощения на переходах $2S_{1/2} - 3P_{1/2}$ и $2S_{1/2} -$

¹⁾ Из-за отсутствия в настоящее время лазеров с длинами волн 1215 и 2430 Å мы не рассматриваем схемы ориентации ядер при одно- и двухфотонном возбуждении уровней $2P$ или $2S$.

$-3P_{3/2}$, разнесенных на величину тонкого расщепления $\Delta = 0,12 \text{ см}^{-1}$. Считая, что допустимое перекрытие составляет 1%, получим максимальное значение угловой апертуры тепловых ($u \approx 3 \cdot 10^5 \text{ см/сек}$) атомов водорода $\approx 10^\circ$. Соответствующая полная ширина поглощения на полувысоте составляет $\Delta\nu = 5,5 \cdot 10^{-2} \text{ см}^{-1}$. Интенсивность насыщения перехода $2S_{1/2} - 3P_{1/2}$, отвечающая такой же ширине спектра лазерного излучения равна $I_S^{(1)} = 19,3 \text{ вт/см}^2$. При интенсивности излучения $I \gtrsim I_S^{(1)}$ тушение состояний $2S_{1/2}$ ($F = 0, m_F = 0; F = 1, m_F = -1, 0$) будет определяться законом $n(t) = n(0) \exp(-t/\tau)$, где $\tau = 6,1 \cdot 10^{-9} \text{ сек}$ — время спонтанного распада на $L\beta$ -переходе $3P_{1/2} - 1S_{1/2}$, t — время пролета атомов через световой луч. При диаметре лазерного луча $d_1 = 1 \text{ см}$ для тепловых атомов $t/\tau \approx 500$, для атомов с энергией $0,5 \text{ кэв}$, используемых в методе Лэмба, $t/\tau \approx 5,3$. Таким образом, для глубокого тушения требуется лазерное излучение со средней мощностью гораздо меньше $P_{\text{ср}}^{(1)} \approx d_1^2 I_S^{(1)} f T$, где T — требуемая длительность импульса протонов, f — частота их повторения. Например, для мезонной фабрики при $T = 10^{-4} \text{ сек}$ и $f = 100 \text{ иц}$ получаем $P_{\text{ср}}^{(1)} \approx 0,2 \text{ вт}$, что вполне достижимо с помощью лазера на красителе.

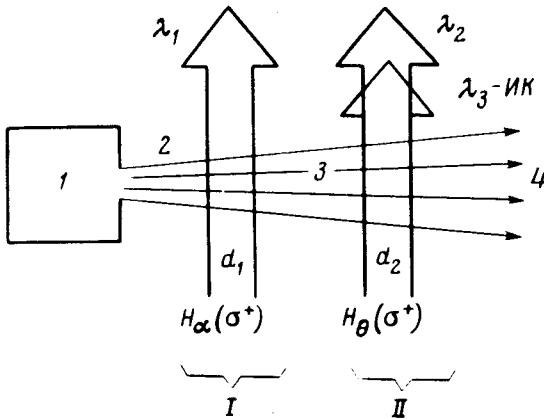


Рис. 2. Геометрия облучения широкоапертурного пучка метастабильных атомов водорода селективно-тушащим (λ_1) и селективно-ионизирующими (λ_2 и λ_3) лазерными лучами

Освещение пучка вторым циркулярно-поляризованным излучением $H\theta(\sigma^+)$ с длиной волны $\lambda_2 = 3798 \text{ \AA}$ позволяет перевести атомы из состояния $2S_{1/2}$ ($F = 1, m_F = 1$) в высоковозбужденное ридберговское состояние $10P_{3/2}$ ($F = 2, m_F = 2$). Интенсивность насыщения этого перехода $I_S^{(2)} = 1,8 \cdot 10^2 \text{ вт/см}^2$ и, следовательно, требуемая средняя мощность излучения равна $P_{\text{ср}}^{(2)} \approx d_2^2 I_S^{(2)} f T$, т. е. около 2 вт при $d_2 = 1 \text{ см}$, что также вполне достижимо с помощью лазера на красителе.

Фотоионизация атомов из состояния $10P_{3/2}$ ($F = 2, m_F = 2$) в континуум позволяет получить пучок полностью поляризованных протонов. Для рассматриваемого ридберговского состояния граничная частота фотопоглощения ($\nu_T = 1082 \text{ см}^{-1}$) попадает в область генерации CO_2 -лазера. Синхронизированные во времени фотовозбуждение в ридберговское состояние и фотоионизация ИК излучением позволяют произвести 100% ионизацию атомов из состояния $2S_{1/2}$ ($F = 1, m_F = 1$). Рассматри-

ваемая схема фотоионизации представляются оптимальной по следующим соображениям. Применение импульса электрического поля для ионизации высоковозбужденных атомов недопустимо из-за возмущения метастабильных атомов $2S_{1/2}$ ($F = 1$, $m_F = 1$). Прямая фотоионизация более коротковолновым излучением из менее возбужденных состояний имеет гораздо меньшее сечение и потому требует очень высокой средней мощности излучения на λ_3 .

3. Предлагаемый метод обладает принципиальными преимуществами по сравнению с существующими методами. Важнейшими из них являются: предельно высокая степень поляризации протонов, значительный телесный угол используемого атомного пучка, сокращение размера области поляризации до нескольких сантиметров, возможность быстрого переключения направления поляризации. Подчеркнем, что возможность увеличения на 3 – 4 порядка телесного угла используемого атомного пучка по сравнению с существующими методами должна привести к соответствующему увеличению интенсивности пучка поляризованных протонов. Малый размер поляризующей и ионизирующей ячейки источника существенно упрощает проблему установки источника на ускорителе.

Все отмеченные особенности сохраняются и при получении поляризованных ионов других элементов, если селекцию атомов по полным (а значит и ядерным) моментам производить за счет оптической ориентации атомов, а ионизацию ориентированных атомов осуществлять через ридберговские состояния.

Авторы благодарны профессору И.И.Собельману за ценные замечания.

Институт спектроскопии
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
2 февраля 1978 г.

Литература

- [1] А.Кастлер. УФН, 93, 5, 1967.
- [2] В.С.Летохов, В.И.Мишин, А.А.Пурецкий. Сб."Химия плазмы", вып.4, под ред. Б.М.Смирнова, стр. 3. Атомиздат, 1977; V.S.Letokhov, V.I.Mishin, A.A.Puretzky. Progress in Quantum Electronics, ed. by J. Sanders and S.Stenholm, vol. 5, part. 3, p. 139, 1977.
- [3] Ю.А.Плис, Л.М.Сороко. УФН, 107, 281, 1972.