

УДК 539.1

В. С. Летохов  
В. Г. МиногинМОНОХРОМАТИЗАЦИЯ ПУЧКА  
РЕЛЯТИВИСТСКИХ ПРОТОНОВ  
ЛАЗЕРНЫМ ИЗЛУЧЕНИЕМ

1. В последние годы начали обсуждаться новые области применения лазерного излучения в таких, казалось бы далеких областях, как ядерная физика и физика высоких энергий. По существу, речь идет о своеобразном синтезе и переплетении физики высоких интенсивностей частиц с малой энергией (лазерные пучки) и физики частиц с большой энергией. Это одно из новых смежных направлений развития лазерной физики, которое академик Р. В. Хохлов считал весьма перспективным и сам в нем активно работал [1, 2]. Здесь мы представляем некоторые предложения об использовании лазерного излучения в физике высоких энергий, в частности для создания очень монохроматичных (до  $10^{-5}$ — $10^{-6}$ ) пучков релятивистских протонов с энергией в сотни МэВ, типичных для мезонных фабрик.

Сужение энергетического распределения пучков релятивистских протонов, получаемых на протонных ускорителях высоких энергий, имеет важное значение для многих экспериментов ядерной физики и физики элементарных частиц. Мы рассматриваем возможность одновременного использования для этой цели двух важных методов селективного воздействия лазерным излучением на атомы. Первый из них — селективное по проекции скорости возбуждение атомов на разрешенном оптическом переходе [3], второй — селективная фотоионизация атомов лазерным излучением [4].

Суть предлагаемого метода монохроматизации пучка протонов состоит в селективном по проекции импульса возбуждении релятивистских атомов водорода на переходе  $1S-2P$  и последующей селективной фотоионизации возбужденных атомов через ридберговское состояние (рис. 1). Необходимым условием реализации такого подхода является предварительная перезарядка пучка релятивистских протонов или отрицательных ионов водорода в пучок атомов водорода. При современном уровне лазерной техники рассматриваемый метод позволяет осуществлять сужение энергетического распределения релятивистских протонов в  $10^2-10^3$  раз при соответствующем уменьшении интенсивности пучка.

2. Пусть относительная ширина импульсного распределения атомов вдоль оси пучка  $\Delta p_i^z/p_i = \mu$  (рис. 2, а). Угловая апертура пучка определяет относительную ширину распределения поперечных проекций импульса  $\Delta p_i^x/p_i = \theta$ . Типичные значения  $\mu$  и  $\theta$  лежат в диапазоне  $10^{-3}-10^{-2}$ . Соответствующая ширина импульсного распределения атомов в пучке практически определяется только разбросом продольных импульсов

$$\Delta p_l = \Delta p_l^2 + \theta \Delta p_l^1 = (\mu + \theta^2) p_l \simeq \mu p_l. \quad (1)$$

Монохроматичность пучка также определяется шириной импульсного распределения вдоль оси пучка

$$\left( \frac{\Delta T_l}{T_l} \right)_{\text{in}} = \left( 1 + \frac{mc^2}{E_l} \right) \frac{\Delta p_l}{p_l} \simeq \left( 1 + \frac{mc^2}{E_l} \right) \mu. \quad (2)$$

Здесь  $T_l$  и  $E_l$  — кинетическая и полная энергии атомов. Инд кс  $l$  указывает, что все величины рассматриваются в лабораторной системе координат  $l$ .

Положим, что лазерное излучение, возбуждающее атомы на переходе  $1S-2P$ , распространяется коллинеарно пучку атомов (рис. 2, а). Взаимодействие атомов с излучением удобно рассмотреть в системе координат  $b$ , движущейся со средней скоростью пучка  $u$  (рис. 2, б). В этой системе координат в состоянии  $2P$  возбуждаются только те атомы, продольные импульсы которых заключены в интервале

$$\Delta \tilde{p}^z = m \frac{\Gamma}{k_b}, \quad (3)$$

где  $\Gamma$  — ширина линии поглощения лазерного излучения на переходе  $1S-2P$ ,  $k_b = 2\pi/\lambda_b$  — волновой вектор излучения. Ширина распределения продольных импульсов пучка атомов в системе  $b$

$$\Delta p_b^z = \Delta p_l^z (1 - \beta^2)^{-1/2} \simeq \mu p_l (1 - \beta^2)^{-1/2}, \quad (4)$$

где  $\beta = u/c$ .

Возвращаясь в систему  $l$ , найдем ширину импульсного распределения возбужденных атомов:

$$\Delta \tilde{p}_l = \Delta \tilde{p}_l^z + \theta \tilde{p}_l^1 = m \frac{\Gamma}{k_b} (1 - \beta^2)^{1/2} + \theta^2 p_l. \quad (5)$$

В соотношении (5) при ширине линии, равной естественной ( $\Gamma = \gamma = 100$  МГц), первый член значительно меньше второго. Это показывает, что ширина импульсного распределения возбужденных атомов в принципе может быть уменьшена до величины, определяемой поперечным разбросом импульсов.

Селективная фотоионизация атомов водорода, возбужденных в состояние  $2P$ , позволяет перевести практически все возбужденные атомы в протоны. Ширина импульсного распределения полученного протонного пучка будет уменьшена до величины (5), а монохроматичность — до величины

$$\left( \frac{\Delta T_l}{T_l} \right)_{\text{fin}} = \left( 1 + \frac{mc^2}{E_l} \right) \frac{\Delta \tilde{p}_l}{p_l} = \left( 1 + \frac{mc^2}{E_l} \right) \left( \frac{m\Gamma}{k_b p_l} (1 - \beta^2)^{1/2} + \theta^2 \right). \quad (6)$$

Интенсивность монохроматизованного протонного пучка будет в отношении  $m\Gamma(1 - \beta^2)^{1/2}/\mu k_b p_l$  меньше интенсивности исходного пучка.

Предельное сужение энергетического распределения протонного пучка согласно (1), (2), (5) может достигать величины

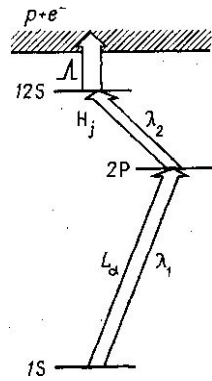


Рис. 1. Система уровней, используемая для селективной фотоионизации атомов водорода

$$\left(\frac{\Delta T_l}{T_l}\right)_{\text{fin}} = \left(\frac{\Delta T_l}{T_l}\right)_{\text{in}} \frac{\theta^2}{|\mu|} \sim (10^{-3} - 10^{-2}) \left(\frac{\Delta T_l}{T_l}\right)_{\text{in}}. \quad (7)$$

Соответствующая (7) ширина линии  $\Gamma$  должна быть не больше

$$\bar{\Gamma} = \frac{k_b p_l}{m} \frac{\theta^2}{\sqrt{1-\beta^2}}. \quad (8)$$

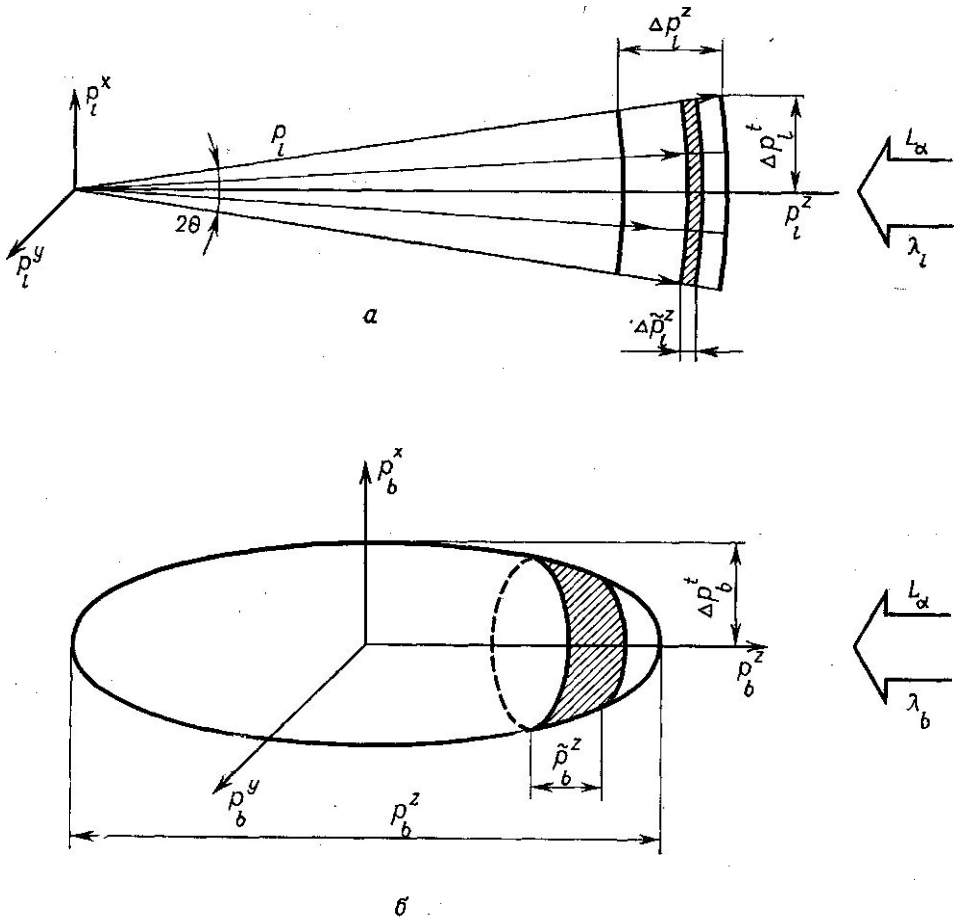


Рис. 2. Сужение импульсного распределения атомов в лабораторной системе координат (а) и в системе, связанной с пучком (б) при селективном по проекциям импульсов возбуждения атомов на переходе  $1S-2P$

3. Из (6) понятно, что основным параметром, определяющим сужение энергетического распределения пучка протонов, является ширина линии поглощения на переходе  $1S-2P$ . Указанная ширина определяется естественной шириной линии  $\gamma$  и уширением из-за конечной угловой расходимости лазерного излучения

$$\Gamma = \gamma + \Gamma_\varphi. \quad (9)$$

Пусть угловая апертура лазерного излучения равна  $\varphi$ . Тогда в системе  $b$  спектр излучения сосредоточен в области

$$\omega_b(\varphi) \leq \omega_b \leq \omega_b(0), \quad \omega_b(0) - \omega_b(\varphi) = \Gamma_\varphi, \quad (10)$$

где

$$\omega_b(\varphi) = \omega_l \frac{\sqrt{1-\beta^2}}{1-\beta \cos \varphi}, \quad (11)$$

$\omega_l$  — частота лазерного излучения в лабораторной системе координат. Для получения заданной монохроматичности (6) необходимым условием является  $\Gamma_\varphi \simeq \Gamma$ , откуда найдем необходимую апертуру излучения:

$$\varphi \simeq \left[ \frac{2\Gamma}{\omega_l} \frac{1-\beta}{\beta} \left( \frac{1-\beta}{1+\beta} \right)^{1/2} \right]^{1/2}. \quad (12)$$

4. Проведем оценки основных параметров рассматриваемой схемы для  $\mu = 5 \cdot 10^{-3}$ ,  $\theta = 3 \cdot 10^{-3}$ , энергии пучка  $T_l = 250$  и  $600$  МэВ ( $\beta = 0,62$

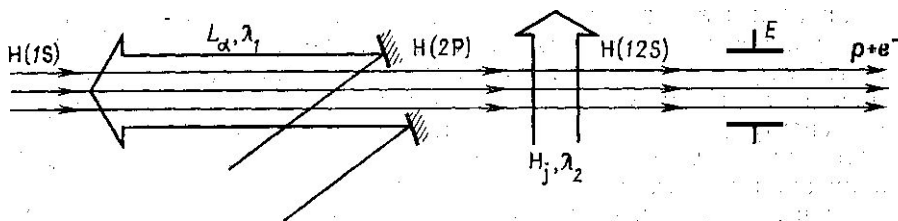


Рис. 3. Схема монохроматизации пучка релятивистских протонов

или 0,79) при требуемом сужении энергетического распределения в 100 раз.

Возбуждение атомов водорода на переходе  $1S-2P$  удобно осуществлять, направляя лазерное излучение навстречу пучку атомов (рис. 3). При такой геометрии возбуждения требуемая длина волны лазерного излучения сдвигается в обратную область:

$$\lambda_l = \lambda_b \left[ \frac{(1+\beta)}{(1-\beta)} \right]^{1/2} \simeq 2530 \text{ или } 3520 \text{ \AA},$$

где  $\lambda_b = 1215 \text{ \AA}$ .

Из условия  $(\Delta T_l/T_l)_{\text{fin}} = 10^{-2} (\Delta T_l/T_l)_{\text{in}}$  найдем, что ширина линии поглощения на переходе  $1S-2P$  должна составлять  $\Gamma = 1 \cdot 10^2 \gamma$  или  $2,1 \cdot 10^2 \gamma$ . Такая ширина согласно (12) может быть обеспечена при угловой апертуре излучения  $\varphi = 2,2 \cdot 10^{-3}$  или  $2,1 \cdot 10^{-3}$ .

Для насыщения перехода  $1S-2P$  в пределах ширины линии  $\Gamma$  в системе координат  $b$  необходимо излучение с интенсивностью  $I_b \simeq I_S^b$ , где

$$I_S^b = \pi \Gamma \frac{\hbar \omega_b}{\lambda_b^2}. \quad (13)$$

В лабораторной системе координат требуется излучение с интенсивностью  $I_l \simeq I_S^l$ , где

$$I_S^l = I_S^b (1-\beta)/(1+\beta). \quad (14)$$

Как для  $\beta = 0,62$ , так и для  $\beta = 0,79$   $I_S^l \simeq 500 \text{ Вт/см}^2$ . При типичной длительности импульса лазерного излучения  $\tau = 1 \text{ нс}$  энергия лазерного излучения в импульсе должна составлять  $\epsilon \simeq 0,5 \text{ мкДж/см}^2$ .

Фотоионизацию возбужденных атомов с эффективностью, близкой к 100%, наиболее целесообразно осуществлять в два этапа. На пер-

вом — лазерное излучение с длиной волны  $\lambda_2$  возбуждает атомы в высоколежащее состояние  $nS$ ; на втором — атомы ионизируются, проходя область постоянного электрического поля (рис. 3). Выберем напряженность поля  $E_1 \approx 10$  кВ/см. В собственной системе атомов  $b$  поле  $E_b = E_1(1 - \beta^2)^{-1/2} \approx 12,5$  или 16,5 кВ/см. В таких полях легко ионизируются атомы из состояния  $n=12$ .

Возбуждение атомов на переходе  $2P-12S$  удобно осуществлять под углом  $90^\circ$ . Благодаря поперечному эффекту Допплера для такого возбуждения необходимо излучение с длиной волны  $\lambda_2 \approx 4800, 6220$  Å. При диаметре лазерного излучения  $d_2 \approx 1$  см за время пролета атомами луча  $\tau \approx 0,5-0,4 \cdot 10^{-10}$  с энергия лазерного излучения должна составить  $E_S \approx 1,3 \cdot 10^{-4}$  Дж.

Все приведенные параметры вполне достижимы при использовании перестраиваемых лазеров видимого диапазона либо их гармоник.

5. В заключение отметим, что, при частоте повторения импульсов лазерного излучения меньшей частоты повторения импульсов протонного пучка данный метод позволяет как производить разрежение временного спектра, так и выделять одиночные импульсы протонов. Другой метод выделения одиночных импульсов может быть основан на фотоионизации релятивистского пучка отрицательных ионов водорода лазерным излучением и последующей перезарядке нейтральных атомов водорода в протоны. При перпендикулярном освещении пучка отрицательных ионов водорода при  $\beta=0,62; 0,79$  необходимо использовать лазерное излучение с длиной волны  $\lambda_{\text{ф}} \approx 1,07; 1,39$  мкм, обеспечивающей наибольшее сечение фотоионизации. При времени взаимодействия ионов  $H^-$  с лазерным излучением  $\tau_{\text{вз}}$ , равным длительности импульса  $\tau_{\text{и}}$  ионов  $H^-$ , такой подход позволяет выделить одиночный импульс протонов. При  $\tau_{\text{вз}} < \tau_{\text{и}}$  может быть осуществлено сокращение длительности импульса пучка протонов. Энергия излучения, необходимая, например, для выделения одиночного импульса с длительностью  $\tau_{\text{вз}} = 0,2$  нс при длительности импульса лазерного излучения  $\tau_{\text{л}} = \tau_{\text{и}}$ , должна быть  $\approx 10^{-2}$  Дж.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Хохлов Р. В. «Письма в ЖЭТФ», 1972, 15, 580.
2. Белоконов В. А., Ильинский Ю. А., Хохлов Р. В. «Письма в ЖЭТФ», 1976, 24, 569.
3. Летохов В. С., Чеботаев В. П. Принципы нелинейной лазерной спектроскопии. М., 1975.
4. Летохов В. С., Мишин В. И., Пурецкий А. А. В сб.: «Химия плазмы», вып. 4. Под ред. Б. М. Смирнова. М., 1977; Letokhov V. S., Mishin V. I., Puzetzkuy A. A. Progress in Quantum Electronics, ed. by J. Sanders and S. Stenholm, vol. 5, part 3, 1977, p. 139—204.

Институт  
спектроскопии АН СССР