

02; 07  
© 1992 г.ДОПЛЕРОВСКАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ ВЫСОКОИНТЕНСИВНЫХ  
ПУЧКОВ АТОМОВ И ИОНОВ

В. В. Анциферов

Рассмотрена возможность измерения расходимости высокоинтенсивных пучков атомов и отрицательных ионов водорода при использовании пассивной и лазерной доплеровской спектроскопии, предложенной автором, которая дает увеличение интенсивности регистрируемой  $H_{\alpha}$ -линии на восемь порядков.

## Введение

Высокоинтенсивные пучки атомов и отрицательных ионов водорода находят широкое применение на мезонных фабриках и для дополнительного нагрева плазмы в токамаках. Такие пучки транспортируются по ускорительным трактам большой длины с лимитированным угловым аксептансом, и, для того чтобы пучок не коснулся стенок тракта, важно точно знать расходимость пучка и его положение в пространстве. Знание радиального распределения плотности тока и эмиттанса пучка необходимо также для оптимизации инъекции и ускорения. Однако плотность мощности в интенсивном пучке достигает такого уровня, при котором применение зондовых (контактных) методов измерения параметров пучка становится практически невозможным. Кроме того, введение зондов приводит к разрушению пучков и повышению фона радиации.

Все трудности измерения параметров интенсивных пучков устраняются при использовании бесконтактных оптических методов диагностики — оптической томографии и доплеровской спектроскопии. Оптическая томография основана на определении светового профиля пучка частиц по свечению остаточного газа в тракте ускорителя. Доплеровская спектроскопия использует регистрацию контура бальмеровских линий водорода, спонтанно излучаемых возбужденными атомами пучка, образующимися при перезарядке ионов  $H^{-}$  пучка на мишени или остаточном газе. Оптические методы диагностики пучков высокой энергии ранее применялись для измерения расходимости пучка [<sup>1-5</sup>], его пространственного профиля [<sup>6-9</sup>] и для определения элементарного состава пучка [<sup>1,5,8,9</sup>].

В настоящей работе рассмотрена возможность применения методов доплеровской спектроскопии для определения расходимости пучка линейного ускорителя ионов  $H^{-}$  мезонной фабрики НИИ РАН.

При переходе от лабораторной (л-системы), связанной с наблюдателем, к движущейся (ц-системе), связанной с атомами пучка, изменение длины волны излучения дается формулой Допплера

$$\lambda = \lambda_0 \frac{1 - \beta_{\parallel} \cos \varphi}{\sqrt{1 - \beta_{\parallel}^2}}, \quad (1)$$

где  $\lambda$  — длина волны в л-системе,  $\lambda_0$  — длина волны в ц-системе,  $\varphi$  — угол между вектором скорости  $\vec{v}_{\parallel}$  пучка и вектором наблюдения (рис. 1),  $\beta_{\parallel} = \frac{v_{\parallel}}{c}$  (для релятивистских пучков  $\beta_{\parallel} = \sqrt{1 - I/(1 + E/E_0)^2}$ , где  $E_0 = mc^2$ ).

Для измерения расходимости пучка необходимо найти распределение поперечных скоростей пучка  $\Delta v_{\perp}$ , которое связано с доплеровским уширенным контуром  $\Delta I_D$  спектральной линии. Поскольку  $\beta_{\perp} = v_{\perp}/c \ll 1$ , то

$$\Delta \lambda_D = 2\lambda_0 \beta_{\perp} \cos \theta, \quad (2)$$

где  $\theta$  — угол между вектором  $\vec{v}_{\perp}$  и вектором наблюдения,  $\beta_{\perp} = 2\varepsilon/d$ ,  $\varepsilon$  и  $d$  — эмиттанс и диаметр пучка.

Для доплеровской спектроскопии пучка атомов водорода предпочтительнее использовать  $H_{\alpha}$ -линию ( $\lambda_0 = 656.28$  нм), сечение возбуждения которой имеет наибольшее значение среди бальмеровских линий [10]. В ширину регистрируемого доплеровского контура  $H_{\alpha}$ -линии дают вклад следующие факторы: 1) тонкая структура  $H_{\alpha}$ -линии ( $\Delta \lambda_{\text{тс}} = 0.0132$  нм); 2) штарковское уширение линии ( $\Delta \lambda_s$ ), обусловленное объемным зарядом пучка; 3) аппаратное уширение линии ( $\Delta \lambda_{\text{ап}}$ ), связанное с конкретным спектральным прибором; 4) уширение линии ( $\Delta \lambda^{\Delta \beta_{\parallel}}$ ), обусловленное вкладом от разброса продольной скорости пучка; 5) уширение линии ( $\Delta \lambda^{\Delta \varphi_A}$ ), связанное с угловой апертурой оптической системы сбора излучения.

Штарковское уширение линии, равное  $\Delta \lambda_s$  [нм] =  $10^{-12} n^{2/3}$ , пренебрежимо мало и составляет  $\sim 10^{-7}$  нм, здесь  $n$  — плотность пучка, равная  $n = 3 \cdot 10^9 \cdot I(A)/\varepsilon c \beta_{\parallel}$ . Аппаратурная ширина интерферометра Фабри—Перо, который может быть использован для регистрации контура  $H_{\alpha}$ -линии, составляет

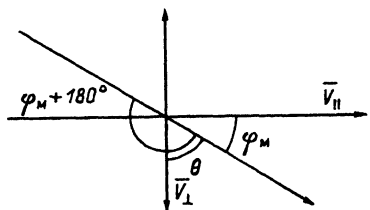


Рис. 1. Диаграмма направленностей векторов скоростей пучка и вектора наблюдения.

$\Delta\lambda_{ап} \approx 10^{-2} \lambda^2 / h = 10^{-3}$  нм, где  $h$  — база интерферометра, также мала. Уширением линии  $\Delta\lambda^{\Delta\beta_{\parallel}}$ , связанным с разбросом продольной скорости пучка  $\Delta v_{\parallel}$ , можно пренебречь при „магическом“ угле регистрации, равном

$$\varphi_m = \arccos \beta_{\parallel}. \quad (3)$$

При этом угле регистрации вклад  $\Delta\lambda^{\Delta\beta_{\parallel}}$  от  $\Delta\beta_{\parallel}$  составляет

$$\Delta\lambda^{\Delta\beta_{\parallel}} \approx 10^{-7} \lambda_0. \quad (4)$$

При отклонении от „магического“ угла регистрации на  $\Delta\varphi_m$  необходимо, чтобы вклад в ширину контура линии, обусловленный  $\Delta\beta_{\parallel}$ , был много меньше ширины доплеровского контура. В случае  $\Delta\lambda^{\Delta\beta_{\parallel}}(\Delta\varphi_m) \ll \ll 10^{-1} \Delta\lambda_D$  ограничение на отклонение от „магического“ угла регистрации будет составлять

$$\pm \Delta\varphi_m \lesssim 10^2 \frac{\Delta\lambda_D}{\lambda_0 \beta_{\parallel}}. \quad (5)$$

Вклад в ширину доплеровского контура  $\Delta\lambda^{\Delta\varphi_A}$ , связанный с угловой апертурой приемной системы, будет определяться  $\beta_{\parallel}$ , а не  $\beta_{\perp} \ll \beta_{\parallel}$ . Чтобы этот вклад был на порядок меньше ширины доплеровского контура линии, необходимо выполнение следующего соотношения:

$$\Delta\varphi_A \lesssim 10^{-1} \frac{\Delta\lambda_D}{\lambda_0 \beta_{\parallel}}. \quad (6)$$

#### Требования к параметрам доплеровской системы

С учетом параметров линейного ускорителя ионов  $H^-$   $E = 160$  МэВ,  $t_n = 10^{-4}$  с,  $I = 0.1$  А,  $d = 0.8$  см,  $\epsilon = 10^{-4}$  град·см расчетные значения параметров пучка и доплеровской системы будут следующими:  $\beta_{\parallel} = 0.52$ ,  $\beta_{\perp} = 1.25 \cdot 10^{-4}$ ,  $n^- = 7.8 \cdot 10^7$  см $^{-3}$ ,  $\varphi_m = 58.7^\circ$ ,  $\Delta\varphi_m = 2.3^\circ$ ,  $\Delta\varphi_A = 4 \cdot 10^{-5}$  рад,  $\Delta\lambda_D = 0.14$  нм,  $\lambda_1 = 975$  нм,  $\lambda_2 = 560$  нм, где

$$\lambda_1 = \lambda_0 \frac{1 + \beta_{\parallel}^2}{\sqrt{1 - \beta_{\parallel}^2}} \quad \lambda_2 = \lambda_0 \sqrt{1 - \beta_{\parallel}^2} \quad (7)$$

— резонансные длины волн в л-системе для направлений под углами  $\varphi_m$  и  $\varphi_m + 180^\circ$  к пучку соответственно.

Число фотонов  $N(H_{\alpha})$ , спонтанно испускаемых на всех трех переходах  $3s \rightarrow 2p$ ,  $3p \rightarrow 2s$ ,  $3d \rightarrow 2p$ , будет равно

$$N(H_{\alpha}) = N_{3s} + N_{3p} + N_{3d}. \quad (8)$$

Число фотонов  $N_m$  на каждом переходе, излучаемое в  $H_{\alpha}$ -линию за импульс пучка и попадающее в доплеровскую систему с угловой апертурой  $\Delta\varphi_A$  (рис. 2), определяется числом спонтанных распадов за время пролета  $t_p$  области регистрации возбужденными атомами водорода всего объема  $V$  импульса пучка

$$N_m = \frac{D\Delta\varphi_A}{f4\pi} V A_m \int_0^{t_p} n_m(t) dt, \quad (9)$$

где

$$V = \frac{\pi d^2}{4} c\beta_{\parallel} t_{\text{и}}$$

— объем импульса пучка длительностью  $t_{\text{и}}$ ;  $D$  и  $f$  — диаметр и фокус собирающей линзы  $L_1$ ;  $A_m$  — вероятность спонтанных переходов  $A_{3s} = 0.63 \cdot 10^7 \text{ с}^{-1}$ ,  $A_{3p} = 2.2 \cdot 10^7 \text{ с}^{-1}$ ,  $A_{3d} = 6.4 \cdot 10^{-7} \text{ с}^{-1}$ ;  $n_m$  — плотности возбужденных атомов водорода в точке регистрации в состояниях  $3s$ ,  $3p$  и  $3d$

$$n_m(t) = n_m^0 e^{-A_m t}, \quad (10)$$

здесь  $n_m^0$  — плотность возбужденных атомов водорода после переразрядной мишени толщиной  $X = \ln n_m$ , которая для тонкой мишени равна

$$n_m^0 = n^{-1} X \delta_{-1, m}. \quad (11)$$

Сечение переразрядки ионов  $H^{-}$  в возбужденные атомы водорода в состоянии  $m$  дается выражением  $[11]$ :

$$\delta_{-1, m} = 8\pi\alpha_0^2 \frac{\alpha^2}{\beta_{\parallel}^2} [K_{-1, m}], \quad (12)$$

где  $\alpha_0 = 5.29 \cdot 10^{-9} \text{ см}$  — радиус атома Бора,  $\alpha = e^2/hc = 7.29 \times 10^{-3}$  — константа тонкой структуры,  $K_{-1, m}$  — константа переразрядки.

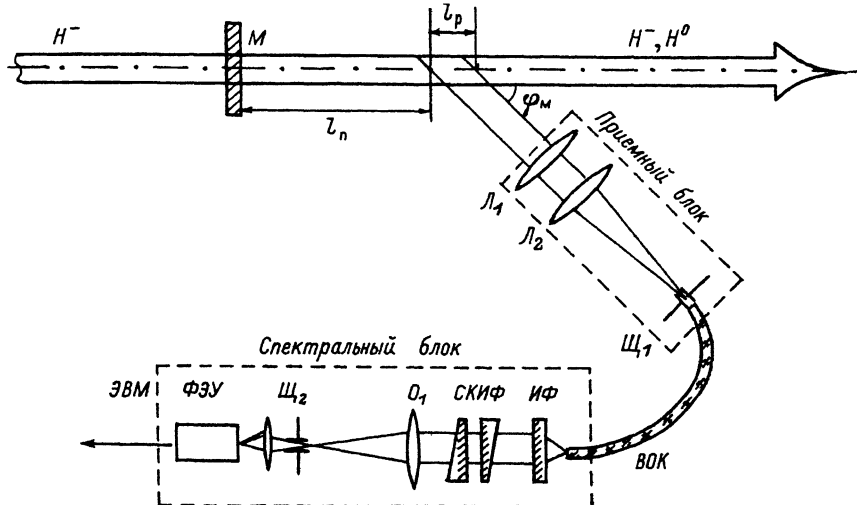


Рис. 2. Экспериментальная схема системы ПДСП.

$M$  — перезарядная мишень,  $l_n$  — пролетная длина,  $l_p$  — длина области регистрации,  $\varphi_m$  — „магический“ угол регистрации излучения  $H_\alpha$  — линии, ВОК — волоконно-оптический кабель, ИФ — интерференционный фильтр, СКИФ — сканирующий интерферометр Фабри—Перо.

В качестве перезарядной мишени можно использовать хорошо исследованную пленочную мишень из углерода, для которой  $K_{-1,2s} = 1.44$  и  $K_{-1,1s} = 15.7 [^{11}]$ . В литературе нет данных расчета сечений возбуждения  $\delta_{-1,3s}$ ,  $\delta_{-1,3p}$  и  $\delta_{-1,3d}$  для углерода. Для водорода нами (отчет СФТИ, № 7512, 1989 г.) получено  $\delta_{-1,3s} = 3 \cdot 10^{-2} \delta_{-1,2s}$ ;  $\delta_{-1,3p} = 5.1 \cdot 10^{-3} \delta_{-1,2s}$ ;  $\delta_{-1,3d} = 4.8 \cdot 10^{-3} \delta_{-1,2s}$ ;  $\delta_{-1,2p} = 0.4 \delta_{-1,2s}$ ;  $\delta_{-1,2s} = 7 \cdot 10^{-2} \cdot \delta_{-1,2s}$ . Используя эти соотношения между сечениями для водорода, можно сделать приближенную оценку коэффициентов для углерода  $K_{-1,3s} = 4.3 \cdot 10^{-2}$ ,  $K_{-1,3p} = 7.3 \cdot 10^{-3}$ ,  $K_{-1,3d} = 7 \cdot 10^{-3}$ ,  $K_{-1,2p} = 0.58$ . Расчетные приближенные значения сечений возбуждения водорода для энергии пучка 160 МэВ были получены следующие:  $\delta_{-1,1s} = 2.2 \cdot 10^{-18} \text{ см}^2$ ,  $\delta_{-1,2s} = 2 \cdot 10^{-19} \text{ см}^2$ ,  $\delta_{-1,2p} = 8 \cdot 10^{-20} \text{ см}^2$ ,  $\delta_{-1,3s} = 6 \cdot 10^{-21} \text{ см}^2$ ,  $\delta_{-1,3p} = 1 \cdot 10^{-21} \text{ см}^2$ ,  $\delta_{-1,3d} = 9.7 \cdot 10^{-22} \text{ см}^2$ . Рассчитанная оптимальная толщина мишени из углерода составляет  $X = 5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-2}$ , тогда толщина пленки мишени будет равна  $l = 50 \text{ нм}$ . Плотности возбужденных атомов водорода в состояниях 3s, 3p и 3d после мишени составят  $n_{3s}^0 = 2.3 \cdot 10^5 \text{ см}^{-3}$ ,  $n_{3p}^0 = 3.9 \cdot 10^4 \text{ см}^{-3}$  и  $n_{3d}^0 = 3.8 \cdot 10^4 \text{ см}^{-3}$ . Чтобы излучение возбужденных атомов уг-

лерода мишени не попадало в доплеровскую систему, необходимо, чтобы область регистрации была смещена относительно мишени на расстояние  $l_p$ . При  $l_p = 15$  см  $n_{3s}^0(l_p) = 2.2 \cdot 10^5$  см<sup>-3</sup>,  $n_{3p}^0(l_p) = 3.8 \cdot 10^4$  см<sup>-3</sup> и  $n_{3d}^0(l_p) = 3.5 \cdot 10^4$  см<sup>-3</sup>.

Интегрируя (9) и подставляя в (8) для числа фотонов, находим

$$N(H_\alpha) = \frac{D\Delta\varphi_A}{f \cdot 4\pi} V \left[ n_{3s}^0(l_p)(1 - e^{-A_{3s}t_p}) + n_{3p}^0(l_p)(1 - e^{-A_{3p}t_p}) + n_{3d}^0(l_p)(1 - e^{-A_{3d}t_p}) \right], \quad (13)$$

при длине области регистрации  $l_p = 10$  см ( $t_p = 0.64$  нс) это число составляет  $N(H_\alpha) = 2.4 \cdot 10^3$  фотон/имп. С учетом потерь на всех элементах доплеровской системы число фотонов, которое попадает на фотокатод ФЭУ за импульс пучка, составит  $\sim 10^2$  фотон/имп., что позволяет производить регистрацию спектрального контура  $H_\alpha$ -линии в токовом режиме.

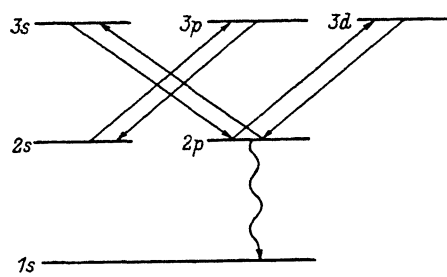
### Экспериментальная схема

Экспериментальная схема доплеровской системы, приведенная на рис. 2, состоит из двух блоков: приемного и спектрального, связанных между собой волоконно-оптическим кабелем. Пленочная мишень  $M$  из углерода толщиной  $l$ , отстоящая от области регистрации на расстоянии  $l_p$ , вводится в пучок ионов  $H^-$  на достаточно короткое время, связанное с регистрацией контура  $H_\alpha$ -линии, с помощью соответствующего механизма. Линейный размер области регистрации  $l_p$  задается диаметром  $D = 10$  см линзы приемного блока, ось которого расположена под магическим углом  $\varphi_m$  к оси пучка. Угловая апертура  $\Delta\varphi_A$  приемного блока задается эффективным фокусом системы линз  $L_1$  и  $L_2$  и оптической щелью  $\mathcal{W}_1$  размером 40 мкм, с которой вплотную состыкован волоконно-оптический кабель (ВОК), выводящий исследуемое значение из зоны с повышенной радиацией в помещение с нормальными условиями, в котором находится спектральный блок. Излучение  $H_\alpha$ -линии, выделяемое с помощью узкополосного интерференционного фильтра (ИФ) исследуется в спектральном блоке с помощью сканирующего интерферометра Фабри—Перо (СКИФ), длиннофокусного объектива  $O_1$ , щели  $\mathcal{W}_2$  и фотоумножителя (ФЭУ), сигнал с которого подается на ЭВМ.

### Лазерная доплеровская спектроскопия пучка (ЛДСП)

Значительное увеличение интенсивности регистрируемой  $H_\alpha$ -линии дает метод лазерной доплеровской спектроскопии пучка (ЛДСП), предложенный автором в 1985 г. и описанный в работе [12], в котором ис-

Рис. 3. Схема рабочих уровней атомов водорода и переходов в ЛДСП.



пользуется инициируемое лазером вынужденное излучение атомов водорода пучка, имеющего диаграмму направленности, совпадающую с расходимостью лазерного излучения. В этом случае устраняются существенные для пассивной доплеровской спектроскопии (ПДСП) потери интенсивности излучения в приемном блоке оптической системы регистрации, которые составляют  $4\pi f / D\Delta\varphi_A = 10^6$ . Увеличение интенсивности  $H_\alpha$ -линии еще на два порядка достигается благодаря тому, что в ЛДСП дополнительно используются населенности уровней  $2s$  и  $2p$  (рис. 3), которые на порядок больше населенностей уровней  $n = 3$ , и вместо спонтанных переходов используются вынужденные переходы, которые могут быть более чем на порядок больше спонтанных.

Экспериментальная схема. Лазерная система доплеровской спектроскопии пучка атомов водорода (рис. 4) включает в себя систему ПДСП (рис. 2) как систему регистрации доплеровского контура  $H_\alpha$ -линии. Перевод атомов водорода пучка с энергией 160 МэВ с уровней  $|2\rangle$  на уровни  $|3\rangle$  предлагается производить резонансным излучением лазера 1 с длиной волны  $\lambda_1 = 975$  нм, направленным под

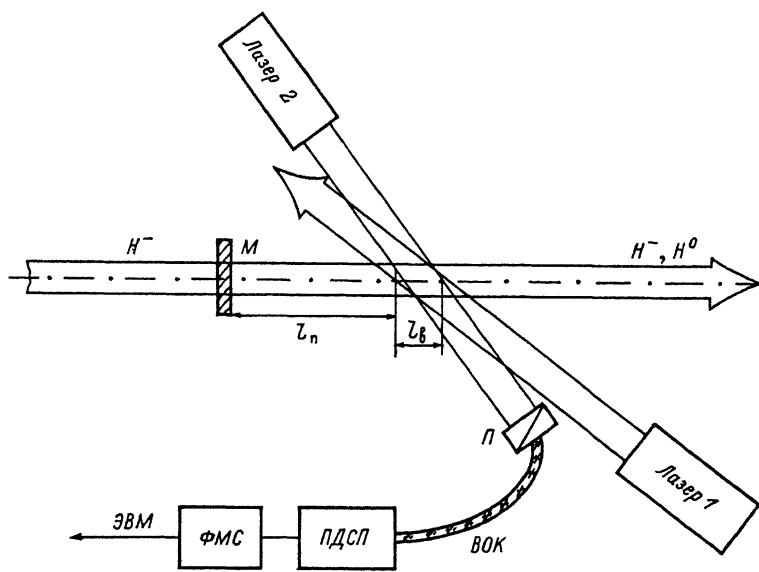


Рис. 4. Экспериментальная схема системы ЛДСП.

$l$  — длина области взаимодействия и регистрации,  $P$  — поляризационная призма, ФМС — блок фазово-модуляционной спектроскопии.

магическим углом к атомному пучку  $\varphi_m = 58.7^\circ$ . Излучение должно иметь линейную поляризацию  $\vec{E}_1^-$ , перпендикулярную к продольной скорости пучка  $\vec{v}_\parallel$  ( $\vec{E}_1^- \perp \vec{v}_\parallel$ ), и быть фазово промодулировано высокой частотой. Индуцированные переходы с уровней  $|3\rangle$  на уровни  $|2\rangle$  осуществляются квазинепрерывным излучением лазера 2 с длиной волны  $\lambda_2 = 561$  нм, излучение которого имеет линейную поляризацию, параллельную скорости  $\vec{v}_\parallel$  ( $\vec{E}_2^- \parallel \vec{v}_\parallel$ ), и направлено под углом  $\varphi_m + 180^\circ$  к пучку.

Индуцированное излучение водорода пучка будет иметь эллиптическую поляризацию с максимумом вектора  $\vec{E}$ , лежащим между  $\vec{E}_1^-$  и  $\vec{E}_2^-$  и под  $45^\circ$  к  $\vec{v}_\parallel$ , и будет промодулировано высокой частотой. Так как направление лазерного излучения на  $\lambda_2$  совпадает с направлением регистрируемой  $H_\alpha$ -линии, то при регистрации необходимо отделить промодулированную интенсивность. Два порядка интенсивности лазерного излучения можно предварительно ослабить с помощью поляризатора  $P$  без потерь интенсивности  $H_\alpha$ -линии, если поляризатор  $P$  будет скрещен с вектором  $\vec{E}_2^-$ . Дальнейшее подавление постоянной интенсивности лазерного излучения может быть осуществлено с помощью фазово-модуляционной спектроскопии.

**Т р е б о в а н и я к л а з е р н о м у и з л у ч е н и ю.** Поскольку  $H_\alpha$ -линия атомов водорода при такой плотности пучка неоднородно уширена, то, чтобы не происходило деформации и полевого уширения ее контура, необходимо, чтобы ширина спектра лазерного излучения была больше ширины доплеровского контура  $H_\alpha$ -линии и интенсивность лазерного излучения была меньше интенсивности насыщения перехода  $|2\rangle \leftrightarrow |3\rangle$ , которая равна

$$I_n = \frac{h \omega_{23}}{2\delta t_b}, \quad (14)$$

где

$$\delta = \frac{A_{32} \lambda_0^4}{2c\pi^2 \Delta\lambda_D} \quad (15)$$

— сечение перехода,  $t_b$  — время взаимодействия лазерного излучения с атомами водорода пучка,  $l_b$  — длина взаимодействия.

Для пучка атомов водорода с энергией 160 МэВ параметры лазерного излучения могут быть следующими: длительность импульса генерации  $10^{-4}$  с, ширина спектра  $\geq 0.2$  нм, при длине взаимодействия  $l_b = 3$  м интенсивность лазерного излучения  $I \approx 3 \cdot 10^3$  Вт/см<sup>2</sup>, что много меньше интенсивности насыщения  $I_n = 1.5 \cdot 10^4$  Вт/см<sup>2</sup>. Тогда вероятность вынужденных переходов, равная



$$W = \delta F = \frac{\delta I}{h\omega_{32}}, \quad (16)$$

будет составлять  $W = 1.0 \cdot 10^9 \text{ с}^{-1}$ , что значительно больше вероятностей спонтанных переходов  $A_m$ .

Расчет интенсивности  $H_\alpha$ -линии в ЛДСП. Число фотонов, излучаемых в  $H_\alpha$ -линию при ЛДСП, будет определяться числом индуцированных переходов  $|3\rangle \rightarrow |2\rangle$ . Поскольку  $W \gg A_m, A_{31}$  и сравнимо с  $A_{21}$

$$N(H_\alpha) = W \int_0^t \sum_m n_m(t) dt, \quad (17)$$

где  $n_m(t)$  — населенности уровней  $n_{3s}(t)$ , то  $n_{3p}(t)$ ,  $n_{3d}(t)$  находятся из скоростных уравнений

$$\dot{n}_{3p} = W(n_{2s} - n_{3p}), \quad \dot{n}_{2s} = W(n_{3p} - n_{2s}), \quad (18)$$

$$\dot{n}_{3s} = W(n_{2p} - n_{3s}), \quad \dot{n}_{3d} = W(n_{2p} - n_{3d}),$$

$$\dot{n}_{2p} = n_{2p}(W - A_{21}) + W(n_{3s} + n_{3d}). \quad (19)$$

Интегрируя (17) и подставляя значения  $n_m(t)$  из (18) и (19), для числа фотонов  $N(H_\alpha)$  получим

$$N(H_\alpha) W V \left[ \frac{a_{32}}{\alpha_2} (l^{\alpha_2 t_3} - 1) + \frac{2b_{32}}{\gamma_2} (l^{\gamma_2 t_8} - 1) + \frac{2b_{33}}{\gamma_3} (l^{\gamma_3 t_3} - 1) \right]. \quad (20)$$

Подставляя в (20) расчетные значения коэффициентов и параметров  $A_{21} = 0.62 \cdot 10^9 \text{ с}^{-1}$ ,  $W = 1 \cdot 10^9 \text{ с}^{-1}$ ,  $V = 7.8 \cdot 10^5 \text{ см}^3$ ,  $t = 0.19 \text{ нс}$ ,  $n_{2s}^0(l) = 7.8 \cdot 10^6 \text{ см}^{-3}$ ,  $n_{2p}^0(l) = 1.6 \cdot 10^6 \text{ см}^{-3}$ ,  $n_{3s}^0(l) = 2.2 \cdot 10^5 \text{ см}^{-3}$ ,  $n_{3p}^0(l) = 0.38 \cdot 10^5 \text{ см}^{-3}$ ,  $n_{3d}^0(l) = 0.36 \cdot 10^5 \text{ см}^{-3}$ ,  $\alpha_2 = -2 \cdot 10^9 \text{ с}^{-1}$ ,  $a_{32} = 8.2 \cdot 10^5 \text{ см}^{-3}$ ,  $\gamma_1 = -1 \cdot 10^9 \text{ с}^{-1}$ ,  $\gamma_2 = 0.13 \cdot 10^9 \text{ с}^{-1}$ ,  $\gamma_3 = -2.76 \cdot 10^9 \text{ с}^{-1}$ ,  $b_{32} = -2.73 \cdot 10^5 \text{ см}^{-3}$ ,  $b_{33} = 4 \cdot 10^5 \text{ см}^{-3}$ , для числа фотонов окончательно получаем  $N(H_\alpha) = 1.3 \cdot 10^{11}$  фотон/имп., что на восемь порядков больше, чем в случае пассивной доплеровской спектроскопии.

### Выводы

Таким образом, расчеты показывают возможность применения как лазерной, так и пассивной доплеровской спектроскопии для измерения

расходимости пучка ионов  $H^-$  с энергией 160 Мэв и эмиттансом  $10^{-4}$  рад·см. Рассмотрены конкретные экспериментальные схемы систем доплеровской спектроскопии пучка, которые могут быть использованы на линейном ускорителе ионов  $H^-$ .

### С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] *Burrel C.F., Cooper W.S., Smith R.R., Steele W.F.* // Rev. Sci. Instr. 1980. Vol. 51. N 11. P. 1451—1462.
- [2] *Brasso G., Breton C., De Michelis C. et al.* Report EUR-CEA-FC-1080. Frascati (Italy), 1981.
- [3] *Mc Neil D.H., Kim J.* Report ORNL/TM-7259. Oak Ridge Report, 1980.
- [4] *Bonnal J.F., Brasso G., Breton C. et al.* // Report EUR-CEA-FC-1079. Frascati (Italy), 1981.
- [5] *Orzechowski T.J., Carter M.R., Munger R.C. et al.* // Rev. Sci. Instr. 1983. Vol. 53. N 12. P. 1615—1622.
- [6] *Bonnal J.F., Breton C. et al.* // Phys. Lett. 1978. Vol. 69A. N 2. P. 116—118.
- [7] *Gottrell G.A.* Preprint CLM-P-634. Abington (Oxfordshire), 1981.
- [8] *Gottrell G.A.* Preprint CLM-P-650. Abington (Oxfordshire), 1981.
- [9] *Gottrell G.A.* // Rev. Sci. Instr. 1984. Vol. 55. N 9. P. 1401—1408.
- [10] *Geddes J., Hill H.B., Gilbody H.B.* // J. Phys. B. 1981. Vol. 14. P. 4836—4846.
- [11] *Gillespie G.H.* // Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. 1985. Vol. 10/11. P. 22—25.
- [12] *Анциферов В.В.* Препринт СФТИ. № 91-6. М., 1991. 22 с.

Сухумский физико-технический  
институт им. И.Н. Векуа

Поступило в Редакцию  
13 мая 1991 г.  
В окончательной редакции  
23 марта 1992 г.