

# ФОТОЭЛЕКТРОННЫЙ МЕТОД НЕВОЗМУЩАЮЩЕЙ ДИАГНОСТИКИ ПУЧКА ОТРИЦАТЕЛЬНЫХ ИОНОВ

*А.С.Артёмов*

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

ВВЕДЕНИЕ	1242
1. ФИЗИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ МЕТОДА ФОТОЭЛЕКТРОННОЙ ДИАГНОСТИКИ ПУЧКА (ФЭДП) ОТРИЦАТЕЛЬНЫХ ИОНОВ ВЫСОКОЙ ЭНЕРГИИ	1245
2. ЭФФЕКТЫ ПОЛЯРИЗАЦИИ МИШЕНИ ПРИ ОДНОФОТО- ННОМ РОЖДЕНИИ ЭЛЕКТРОНОВ С ПАРАМЕТРАМИ УГЛО- ВОЙ АСИММЕТРИИ $\beta_o = 2, 0, -1$	1246
3. ОСОБЕННОСТИ ФОТООБДИРКИ В ИНТЕНСИВНОМ ПО- ТОКЕ ФОТОНОВ НА ПРИМЕРЕ ИОНОВ $H^-$	1263
4. ПРЕДЕЛЬНЫЕ ВОЗМОЖНОСТИ ДИАГНОСТИКИ ПУЧКА ИОНОВ $H^-$ ПО ЭЛЕКТРОНАМ ИХ ОБДИРКИ НА РАЗЛИЧ- НЫХ МИШЕНЯХ	1275
5. ОГРАНИЧЕНИЯ НА ПЛОТНОСТЬ МОЩНОСТИ ФОТОН- НОЙ МИШЕНИ	1276
6. МНОГОФУНКЦИОНАЛЬНОЕ УСТРОЙСТВО ДЛЯ НЕВОЗМУЩАЮЩЕЙ ФЭДП ОТРИЦАТЕЛЬНЫХ ИОНОВ ВЫСОКОЙ ЭНЕРГИИ	1277
7. ВЛИЯНИЕ ТОКА ПУЧКА ОТРИЦАТЕЛЬНЫХ ИОНОВ НА ЕГО ДИАГНОСТИКУ ПО ЭЛЕКТРОНАМ ОБДИРКИ	1284
ЗАКЛЮЧЕНИЕ	1288
СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ	1288

# ФОТОЭЛЕКТРОННЫЙ МЕТОД НЕВОЗМУЩАЮЩЕЙ ДИАГНОСТИКИ ПУЧКА ОТРИЦАТЕЛЬНЫХ ИОНОВ

*А.С.Артёмов*

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

В обзоре подробно рассмотрен предложенный автором метод невозмущающей фотоэлектронной диагностики пучка (ФЭДП) отрицательных ионов. В данном методе необходимая информация о пучке выводится посредством электронов, рождающихся в результате околопороговой однофотонной обдирки пренебрежимо малой части ионов на зондирующей пучок фотонной мишени, которая формируется с помощью лазерного излучения. Для различных отрицательных ионов детально рассмотрены предельные возможности такой диагностики и проведен анализ влияния пространственного заряда пучка на ФЭДП. При этом основное внимание уделено широко используемым в ускорительной технике релятивистским ионам водорода  $H^-$ . Детально описано разработанное многофункциональное устройство для реализации ФЭДП на линейном участке канала транспортировки. Данное устройство может быть с успехом использовано для невозмущающей диагностики пучка релятивистских ионов  $H^-$  с током до нескольких сотен миллиампер, например, в проектируемых в различных научных центрах источниках нейтронов на основе линейных ускорителей.

The method of nonperturbative photoelectron beam diagnostics (PEBD) of negative ions, proposed by the author, is described in detail in this review. In this method, necessary information on the beam is extracted by means of electrons, which are produced as a result of near-threshold single-photon detachment of a negligible part of ions on the photon target, probing the beam, and formed using laser radiation. The limited possibilities of this diagnostics are considered in detail for various negative ions, and the influence of the beam space-charge on PEBD is analysed. Herewith, main attention is given to  $H^-$  relativistic hydrogen ions widely used in accelerator techniques. The developed multifunctional device for the realization of PEBD in a linear area of the beam transport line is described in detail. This device can be used successfully for the nonperturbative beam diagnostics of  $H^-$  relativistic ions with a current up to some hundreds of milliamperes, for example, in neutron sources based on linear accelerators and projected at various scientific centres.

## ВВЕДЕНИЕ

В современных ускорительно-накопительных комплексах широко используется перезарядный метод управления потоками частиц. Формируя внутренние перезарядные мишени на различных участках канала транспортировки пучка, можно существенно влиять на распределение частиц в фазовом пространстве и на характер их движения во внешних электромагнитных полях, а также осуществлять удобную для физических экспериментов разводку пучков

высоких энергий [1]. Наибольшая эффективность метода достигается при использовании отрицательных ионов на начальном этапе транспортировки пучка и невозмущающей диагностики его параметров. В зависимости от решаемой задачи выбирается внутренняя мишень с такими характеристиками, чтобы пучок после нее содержал необходимое количество представляющих интерес вторичных частиц.

Среди отрицательных ионов наибольшее распространение получили пучки ионов  $H^-$  (LAMPF, TRIUMF, HERA, BNL, LHC, RAL, FNAL, CERN, ANL, KEK и другие ускорительные центры). Они также широко используются при формировании потоков нейтральных атомов водорода для пучкового нагрева плазмы и ее диагностики [2–5], в циклических ускорителях для наработки изотопов [6], в проектах сверхточных ускорителей для трансмутации радиоактивных отходов и при разработке высокоинтенсивных импульсных источников нейтронов [7–10], для имплантации ионов [11], а также при решении ряда других прикладных задач [12–17]. В качестве перезарядных, а также зондирующих пучков диагностических мишеней при этом используются как корпускулярные, так и фотонные внутренние мишени.

Под невозмущающими методами диагностики обычно подразумеваются такие способы получения информации, когда вносимыми при измерении возмущениями пучка можно пренебречь. Наиболее полное представление о пучке ионов дают измерения тока пучка во времени, его пространственного распределения по сечению канала транспортировки, а также информация об эмиттансных характеристиках, которые связаны с угловым распределением и энергетическим спектром ионов в пучке. Невозмущающий характер измерений большинства этих параметров трудно реализовать при использовании традиционных для заряженных частиц методов диагностики [18]. Дополнительное осложнение вызывает важное для пучков высоких энергий требование компактности диагностических устройств. В связи с этим актуальной задачей является разработка методов и устройств для измерения различных характеристик пучка ионов по вторичным частицам, рожденным при взаимодействии ионов с компонентами остаточного газа или практически прозрачной для пучка внутренней мишенью. Основной задачей связанных с этим исследований является выявление возможности определения необходимых параметров пучка по соответствующим характеристикам выбранного типа вторичных частиц, а также изучение границ использования основанных на этом методов диагностики и достигаемых при этом точностей.

В зависимости от типа иона и зондирующей пучок внутренней мишени в качестве носителей информации о характеристиках пучка могут служить различные вторичные частицы. Например, для невозмущающей диагностики пучка ионов  $H^-$  используются быстрые атомы  $H^0$  [19–23]. Они рождаются при обдирке незначительной части ионов на оптимальном образом сформированных корпускулярных или фотонных мишенях. Эти методы наибо-

лее удобны на участках транспортировки пучка с поворотным магнитом, где легко осуществляется вывод атомов  $H^0$  из пучка ионов. Недостатками предложенных методов диагностики высокоэнергетических (сотни МэВ) пучков ионов  $H^-$  являются большие пролетные базы атомов  $H^0$  в случае время-пролетных измерений энергетического спектра [19,23], либо значительные весогабаритные характеристики магнитных анализаторов при использовании обдирки атомов в протоны [21,22]. Помимо этого данные методы не пригодны в линейных системах.

Наиболее компактные диагностические устройства могут быть разработаны при использовании вторичных электронов. В частности, для измерения профиля пучка и его фазовой структуры широко используются электроны эмиссии практически прозрачной для пучка корпускулярной мишени [24–27]. При использовании нескольких разнесенных на пролетной базе подобных устройств можно определять поперечный [28] и продольный [29] эмиттансы пучка. Возможность прямого перенесения этих методов и устройств, разработанных в основном для протонов или ядер, на более сложные ионы требует дополнительных исследований. Нетривиальность этого шага связана в основном с их атомной структурой и, как следствие, более сложным характером взаимодействия ионов с частицами мишени. В наибольшей степени это относится к отрицательным ионам, слабоионизованным и нейтральным частицам. Для использования данных методов необходимо, чтобы электроны, появляющиеся в результате взаимодействия ядра частицы пучка с мишенью, рождались независимо от других каналов и их можно было выделить на фоне электронов обдирки, а также электронов ионизации мишени, возникающих при ее взаимодействии с электронными компонентами налетающей частицы. В то же время экспериментальные и теоретические исследования, например, с ионами  $H^-$  [30–42], показывают, что при фиксированном угле вылета электронов в их энергетическом спектре отсутствует пик, характерный для взаимодействия протонов с практически свободными электронами мишени. Следовательно, для ионов  $H^-$  неприменим предложенный в работах [43,44] метод измерения энергетического и углового распределений по  $\delta$ -электронам. Кроме того, широкий диапазон энергий электронов, вылетевших под большими углами ( $\theta \sim 90^\circ$ ) по отношению к импульсу ионов  $H^-$ , затрудняет их использование в устройствах для измерения фазовой структуры пучка и его профиля, предложенных в работах [24–27]. Этот факт подтверждается в экспериментальной работе [45]. Необходимая точность измерений в этом случае может быть достигнута только введением в устройство дополнительного магнитного сепаратора, выделяющего электроны с энергией, необходимой для анализа. В то же время благодаря электронной структуре отрицательных ионов могут быть предложены свои, отличные от протонов или ядер методы диагностики параметров пучка по вторичным электронам. В частности, в работе [36] для диагностики пучка ионов  $H^-$  предложено использовать электроны,

рождающиеся при обдирке ионов на корпускулярных мишенях. Идея метода основана на том, что при использовании тонких мишеней эти электроны составляют основную часть общего потока, а их скорости близки по величине и направлению к скорости ионов. Отсутствие предложений по технической реализации этого метода диагностики обусловлено в основном недостаточно высокой достигаемой точностью (см. разд. 4).

Значительно более широкие возможности диагностики пучка частиц с электронной структурой открываются при его зондировании фотонной мишенью. Высокая монохроматичность и направленность лазерного излучения, относительная простота управления им в пространстве позволяют эффективно использовать доплер-эффект для избирательного воздействия на определенные квантовые состояния иона высокой энергии и рождения при этом электронов (электронов фотообдирки), позволяющих осуществлять диагностику пучка с требуемой точностью. Примером этого является предложенный автором в 1984 г. и рассмотренный в данной работе фотоэлектронный метод невозмущающей диагностики пучка отрицательных ионов.

## 1. ФИЗИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ МЕТОДА ФОТОЭЛЕКТРОННОЙ ДИАГНОСТИКИ ПУЧКА (ФЭДП) ОТРИЦАТЕЛЬНЫХ ИОНОВ ВЫСОКОЙ ЭНЕРГИИ

Для получения информации о параметрах пучка отрицательных ионов на прямолинейных участках канала транспортировки предложен метод диагностики, основанный на использовании электронов однофотонной обдирки, рождающихся при зондировании с помощью фотонной мишени слабосвязанного квантового состояния иона вблизи порога  $\varepsilon_t$  [46–48]. При поглощении фотона с энергией  $\hbar\omega$ , превышающей порог, происходит «стряхивание» электрона из данного состояния в непрерывный спектр с величиной и направлением скорости, близкими к ионной. Без учета послестолкновительного взаимодействия с атомным остовом иона приобретаемые электроном максимальные возмущения могут быть определены на основе анализа кинематики спонтанного («самопроизвольного») разрушения частицы с известной положительной энергией распада  $\varepsilon_p$  на две составляющие части, изотропно вылетающие в ее системе покоя и движущиеся независимо друг от друга (см., например, [49]). Пренебрежимо малый импульс фотона в системе покоя иона позволяет рассматривать фотообдирку как процесс поглощения фотона с рождением практически покоящейся квазичастицы и ее последующий развал с  $\varepsilon_p = \hbar\omega - \varepsilon_t$ . С учетом релятивизма при переходе в лабораторную систему отсчета получаем следующие выражения для максимального разброса электронов по энергии  $E_e$  (в отн. ед.) и углу  $\theta_e$  (в рад) в элементарных актах

своего рождения:

$$\Delta E_e/E_e = \frac{2\beta\gamma}{(\gamma-1)} \sqrt{\frac{2(\hbar\omega - \varepsilon_t)}{m_e C^2}}; \quad \Delta\theta_{e[\text{рад}]} = \frac{2}{\gamma\beta} \sqrt{\frac{2(\hbar\omega - \varepsilon_t)}{m_e C^2}}; \quad (1.1)$$

где  $E_e = E_i \cdot m_e/M_i$ ,  $m_e$  и  $M_i$  — массы покоя электрона и иона соответственно,  $E_i$  — кинетическая энергия иона в лабораторной системе отсчета,  $C$  — скорость света,  $\beta$  и  $\gamma$  — релятивистские параметры пучка,  $\gamma = 1/\sqrt{1-\beta^2}$ ,  $\omega = \omega_o\gamma(1-\beta\cos\eta)$ ,  $\omega_o$  — частота фотона в лабораторной системе отсчета,  $\eta$  — угол между импульсами иона и фотона. Минимальная величина  $\hbar\omega - \varepsilon_t$ , которую можно реализовать для пучка ионов, определяется в основном разбросом по величине ( $\Delta\beta$ ) и направлению ( $\Delta\theta_i$ ) их скорости и выбирается такой, чтобы сечение околопороговой фотообдирки  $\sigma(\omega) \propto (\hbar\omega - \varepsilon_t)^q$  ( $q = 3/2$  и  $1/2$  для электронов в  $s$ - и  $p$ -квантовых состояниях соответственно) [50] было одинаковым для всех ионов:

$$(\hbar\omega - \varepsilon_t)_{\min} \gg q\gamma\hbar\omega_o \left\{ \left| \Delta\beta[\beta(1-\beta\cos\eta)\gamma^2 - \cos\eta] \right| + \beta\sin\eta \left| \Delta\theta_i \right| \right\}. \quad (1.2)$$

С учетом результатов работы [51] вылет электрона в системе покоя квазичастицы в общем случае не изотропен и зависит от поляризации поглощенного фотона, его энергии и исходного квантового состояния электрона. В связи с этим на мишени, зондирующей пучок, реальные точности соответствия распределений отрицательных ионов и электронов фотообдирки по относительной энергии и углу определяются выражениями (1.1), умноженными на коэффициенты  $W_e \leq 1$  и  $W_\theta \leq 1$  соответственно, с учетом (1.2). При этом величины  $W_e$  и  $W_\theta$  зависят от распределений электронов по энергии и поперечному импульсу в элементарных актах своего рождения (собственных распределений) в пределах кинематически определяемых границ.

## 2. ЭФФЕКТЫ ПОЛЯРИЗАЦИИ МИШЕНИ ПРИ ОДНОФОТОННОМ РОЖДЕНИИ ЭЛЕКТРОНОВ С ПАРАМЕТРАМИ УГЛОВОЙ АСИММЕТРИИ $\beta_o = 2, 0, -1$

Угловая компонента дифференциального сечения реакции фотоионизации с поглощением одного фотона в релятивистской квантовой электродинамике имеет вид [52]:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \sum_{L', L'', \Lambda} (-1)^{j+1/2+\Lambda+q} \frac{[j', j'', \Lambda]}{4\pi} \begin{pmatrix} L' & L'' & \Lambda \\ -q & q & 0 \end{pmatrix} \times \\ \times \begin{pmatrix} j' & j'' & \Lambda \\ 1/2 & -1/2 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} j' & L' & j \\ 1/2 & 0 & -1/2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} j'' & L'' & j \\ 1/2 & 0 & -1/2 \end{pmatrix} \times$$

$$\times \left\{ \begin{matrix} L' & L'' & \Lambda \\ j'' & j' & j \end{matrix} \right\} P_{\Lambda}(\cos \theta) \sum_{\beta' \beta''} \| \langle \rho k' j' \beta' | a_{l'L'}(r) | n k j - \beta' \rangle \times \\ \times \langle \rho k'' j'' \beta'' | a_{l''L''}(r) | n k j - \beta'' \rangle^* \|; \quad (2.1)$$

где  $[l_1, l_2, l_3, \dots] \equiv [(2l_1+1)(2l_2+1)(2l_3+1)\dots]$ ;  $\Lambda = L, L \pm 1$ ;  $\left( \begin{matrix} L_1 & L_2 & L_3 \\ j_1 & j_2 & j_3 \end{matrix} \right)$ ,  $\left\{ \begin{matrix} A & B & C \\ a & b & c \end{matrix} \right\}$  —  $3j$ - и  $6j$ -символы соответственно (см., например, [53]);  $\langle pkm | a_{l'L'} | p'k'm' \rangle$  — матричный элемент перехода в электромагнитном поле;  $P_{\Lambda}$  — полином Лежандра. Для неполяризованной ионизуемой частицы в электрическом дипольном приближении (длина волны фотона много больше характерных размеров частицы) отсутствует зависимость от угла  $\varphi$ , и для излучения различной степени поляризации выражение (2.1) может быть сведено к более простому виду (см., например, [51,54,55]). В частности, для линейно поляризованных фотонов дифференциальное сечение представляется в виде

$$\frac{d\sigma}{d\Omega|l} = \frac{\sigma_{nl}(\omega)}{4\pi} [1 + \beta_0 \cdot P_2(\cos \theta_{ke})]; \quad (2.2)$$

где  $P_2(x) = 0,5(3x^2 - 1)$ ;  $\sigma_{nl}(\omega)$  — полное сечение фотоионизации  $nl$ -подоболочки фотоном с энергией  $\hbar\omega$ ;  $\beta_0$  — параметр угловой асимметрии, зависящий от начального и конечного квантовых состояний электрона и матричного элемента перехода при фотоионизации;  $\theta_{ke}$  — угол между вектором поляризации фотонов и направлением импульса электронов в системе центра масс. Из очевидного условия  $d\sigma/d\Omega > 0$  следует, что  $-1 \leq \beta_0 \leq 2$ . неполяризованные фотоны эквивалентны линейной комбинации двух некогерентных линейно поляризованных потоков излучения. циркулярно поляризованное (или с круговой поляризацией) излучение, в свою очередь, может быть представлено как линейная комбинация двух когерентных линейно поляризованных потоков равной интенсивности со сдвинутой на  $\pi/2$  фазой. Для этих двух случаев дифференциальное сечение вылета электрона в системе центра масс может быть представлено в виде

$$\frac{d\sigma}{d\Omega|n,k} = \frac{\sigma_{nl}(\omega)}{4\pi} \left[ 1 - \frac{1}{2}\beta_0 \cdot P_2(\cos \theta_k) \right], \quad (2.3)$$

где  $\theta_k$  — угол между импульсами электрона и фотона. Частично линейно поляризованное излучение можно представить в виде двух некогерентных линейно поляризованных потоков фотонов с колеблющимися электрическими векторами относительно ортогональных  $X$ - и  $Y$ -осей (импульс фотона направлен по оси  $Z$ ). Тогда

$$\frac{d\sigma}{d\Omega|p\theta p} = \frac{\sigma_{nl}(\omega)}{4\pi} \left\{ 1 - \frac{1}{2}\beta_0 \left[ P_2(\cos \theta_z) - \frac{3}{2}Q(\cos^2 \theta_x - \cos^2 \theta_y) \right] \right\}, \quad (2.4)$$

где  $Q = (I_x - I_y)/(I_x + I_y)$  — степень поляризации излучения;  $I_x$  и  $I_y$  — потоки линейно поляризованных фотонов с соответствующим направлением электрического вектора;  $\theta_x$ ,  $\theta_y$  и  $\theta_z$  — углы направления импульса электрона относительно координатных осей. В связи с тем, что эллиптически поляризованный свет отличается от частично линейно поляризованного излучения тем, что он проявляет когерентность между  $X$ - и  $Y$ -компонентами электрического вектора, для него справедливо аналогичное (2.4) выражение, с тем отличием, что  $I_x$  и  $I_y$  есть интенсивности потоков фотонов с поляризациями вдоль главных осей эллипса.

В релятивистской квантовой электродинамике параметр  $\beta_0$  определяется выражением [52]:

$$\begin{aligned} \beta_0 = & \left\{ \frac{(2j-3)(2j-1)}{48j^2} R_{j-1}^2 - \frac{(2j-1)(2j+3)}{48j^2(j+1)^2} R_j^2 + \right. \\ & + \frac{(2j+3)(2j+5)}{48(j+1)^2} R_{j+1}^2 + \frac{(2j-1)}{8j^2(j+1)} |R_j R_{j-1}^*| + \\ & \left. + \frac{(2j+3)}{8j(j+1)^2} |R_j R_{j+1}^*| + \frac{(2j-1)(2j+3)}{8j(j+1)} |R_{j-1} R_{j+1}^*| \right\} \times \\ & \times \left\{ \frac{(2j-1)}{12j} R_{j-1}^2 + \frac{1}{12j(j+1)} R_j^2 + \frac{(2j+3)}{12(j+1)} R_{j+1}^2 \right\}^{-1}, \quad (2.5) \end{aligned}$$

где  $R_{j'} = \sum_{\beta} \{ \beta(k - k') - 1 \} \langle pk'j' \beta | nkj - \beta \rangle \exp(i\eta_{j'})$  — радиальные матричные элементы релятивистских волновых функций электрона,  $\eta_j$  — фазовый сдвиг  $j$ -й парциальной волны непрерывного спектра. В нерелятивистском пределе оно сводится к известному выражению [51]:

$$\beta_{0|nr} = \frac{l(l-1)R_{l-1}^2 + (l+1)(l+2)R_{l+1}^2 - 6l(l+1)|R_{l-1}R_{l+1}^*|}{(2l+1)\{lR_{l-1}^2 + (l+1)R_{l+1}^2\}}, \quad (2.6)$$

где  $R_{l\pm 1}$  — радиальная компонента дипольного матричного элемента  $l \pm 1$  канала,  $l$  — орбитальное квантовое число инжектируемого электрона до фотоионизации. Авторы работы [52] показали, что величина  $\beta_0$  будет отличаться от величины, предсказываемой с использованием нерелятивистских волновых функций ( $\beta_{0|nr}$ ), только когда матричные элементы и относительные сдвиги фаз изменяются при релятивистских расчетах. В наибольшей степени этот эффект проявляется при фотоионизации  $s$ -квантовых состояний ( $j = 1/2$  в выражении (2.5)) и приводит к сильному изменению  $\beta_0$  в определенном диапазоне энергий фотонов (область «соорег»-минимума). Соответствующее выражение для параметра угловой асимметрии имеет вид

$$\beta_{0|s} = \frac{2R_{\bar{p}}^2 + 4|R_{\bar{p}}R_{\bar{p}}^*|}{R_{\bar{p}}^2 + 2R_{\bar{p}}^2} = \frac{2R_{\bar{p}}^2 + 4R_{\bar{p}}R_{\bar{p}} \cos(\eta_{\bar{p}} - \eta_{\bar{p}})}{R_{\bar{p}}^2 + 2R_{\bar{p}}^2}, \quad (2.7)$$



где использованы обозначения  $\bar{p}$  для  $p_{1/2}$ - и  $\hat{p}$  для  $p_{3/2}$ -состояний электрона в непрерывном спектре. При равных радиальных матричных элементах и идентичных фазовых сдвигах для двух орбиталей непрерывного спектра получаем не зависящую от энергии фотона нерелятивистскую величину  $\beta_{0|nr,s} = 2$ . Данные условия могут быть выполнены, например, при однофотонной обдирке  $s$ -квантовых состояний отрицательных ионов некоторых щелочных металлов ( $\text{Li}^-$ ,  $\text{Na}^-$ ,  $\text{K}^-$ ), оставляющей атомный остов в основном состоянии [51,56]. При околопороговой фотообдирке тех же ионов с переводом атомного остова в первое возбужденное состояние параметр угловой асимметрии  $\beta_0 \approx 0$  [57], что соответствует изотропному вылету электрона в системе центра масс (см. (2.2) и (2.3)). Аналогичные распределения электронов предсказываются также при околопороговой фотообдирке  $np$ -подоболочек ионов  $\text{C}^-$ ,  $\text{Si}^-$  и  $\text{Ge}^-$  [58], метастабильного  $\text{He}^-(^4\text{P}^0)$  [59], иона  $\text{O}^-$  [60] и др. Наименьшее значение параметра  $\beta_0 = -1$  характеризует, в частности, фотообдирку в области форм-резонансов отрицательных ионов  $\text{C}^-(2s)$ ,  $\text{Si}^-(3s)$  и  $\text{Ge}^-(4s)$  [58], а также фотообдирку метастабильного  $\text{He}^-(^4\text{P}^0)$  при некоторой отстройке от порога, соответствующего переходу нейтрального остова в  $\text{He}(^3\text{S})$ -состояние [59].

Соответствующие значению  $\beta_0 = 2$  собственные распределения электронов в пространстве поперечных импульсов ( $P_x, P_y, P_z$ ) и кинетической энергии ( $E_e$ ) в лабораторной системе отсчета, для различной ориентации плоскости поляризации и импульса фотонов, детально рассмотрены в работах [61,62] на примере ионов  $\text{H}^-$  ( $\varepsilon_t = 0,754$  эВ). В основу численного моделирования распределений положено выражение (2.2) для дифференциального сечения вылета электрона в системе покоя иона и соответствующие релятивистские преобразования при переходе в лабораторную систему отсчета:

$$\begin{aligned} P_x &= P_0(\cos \theta_{ke} \sin \alpha - \sin \theta_{ke} \cos \varphi \cos \alpha); \\ P_y &= P_0[\sin \theta_{ke} \sin \varphi \sin \eta - (\sin \theta_{ke} \cos \varphi \sin \alpha + \cos \theta_{ke} \cos \alpha) \cos \eta]; \\ P_z &= m_e \gamma \beta C + \gamma P_0[(\sin \theta_{ke} \cos \varphi \sin \alpha + \cos \theta_{ke} \cos \alpha) \sin \eta - \sin \theta_{ke} \sin \varphi \cos \eta]; \\ E_e &= m_e(\gamma - 1)C^2 + \gamma \beta C P_0[(\sin \theta_{ke} \cos \varphi \sin \alpha + \\ &\quad + \cos \theta_{ke} \cos \alpha) \sin \eta - \sin \theta_{ke} \sin \varphi \cos \eta], \end{aligned} \quad (2.8)$$

где  $P_z$  — компонента импульса электрона в направлении движения иона;  $P_x$  направлена перпендикулярно, а  $P_y$  лежит в плоскости взаимодействия фотона и иона;  $P_0 = \sqrt{2\mu_{e0}(\hbar\omega - \varepsilon_t)}$ ,  $\mu_{e0} \approx m_e$  — приведенная масса электрона и атомного остова,  $\varphi$  — азимутальный угол вылета электрона относительно вектора поляризации фотона ( $0 \leq \varphi \leq 2\pi$ );  $\alpha$  — угол между плоскостью поляризации фотона и плоскостью его взаимодействия с ионом. По углу  $\varphi$ , а также по углу  $\alpha$  для неполяризованных фотонов полагались случайные

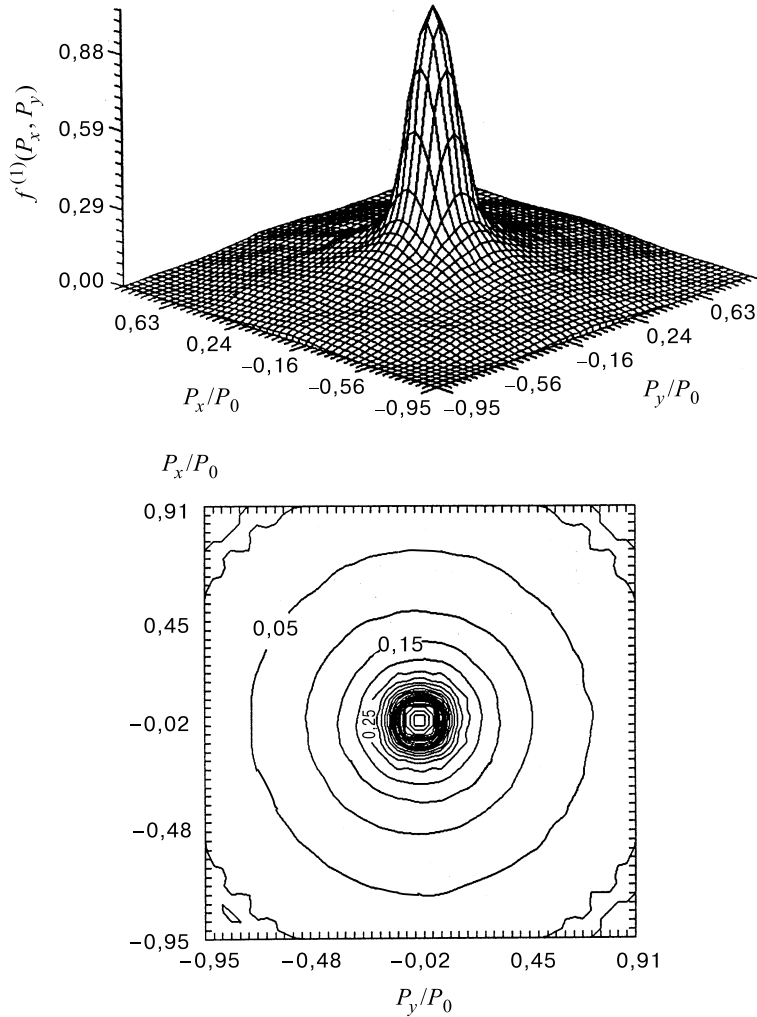


Рис. 1. Трехмерное представление нормированного собственного  $f^{(1)}(P_x, P_y)$ -распределения электронов и его топограмма при однофотонной обдирке ионов  $H^-$  с  $\alpha = 0$ ,  $\eta = \pi/2$ . Жирной кривой на топограмме выделен уровень 0,5 от амплитуды распределения

равномерные распределения в пределах  $[0, 2\pi]$  и  $[0, \pi]$  соответственно. Количество ячеек дискретных разбиений составляло  $20 \times 20$  для пространства поперечных импульсов и 20 по энергии. При этом общее количество проанализированных электронов (обычно  $\sim 5 \cdot 10^5$ ) выбиралось таким, чтобы

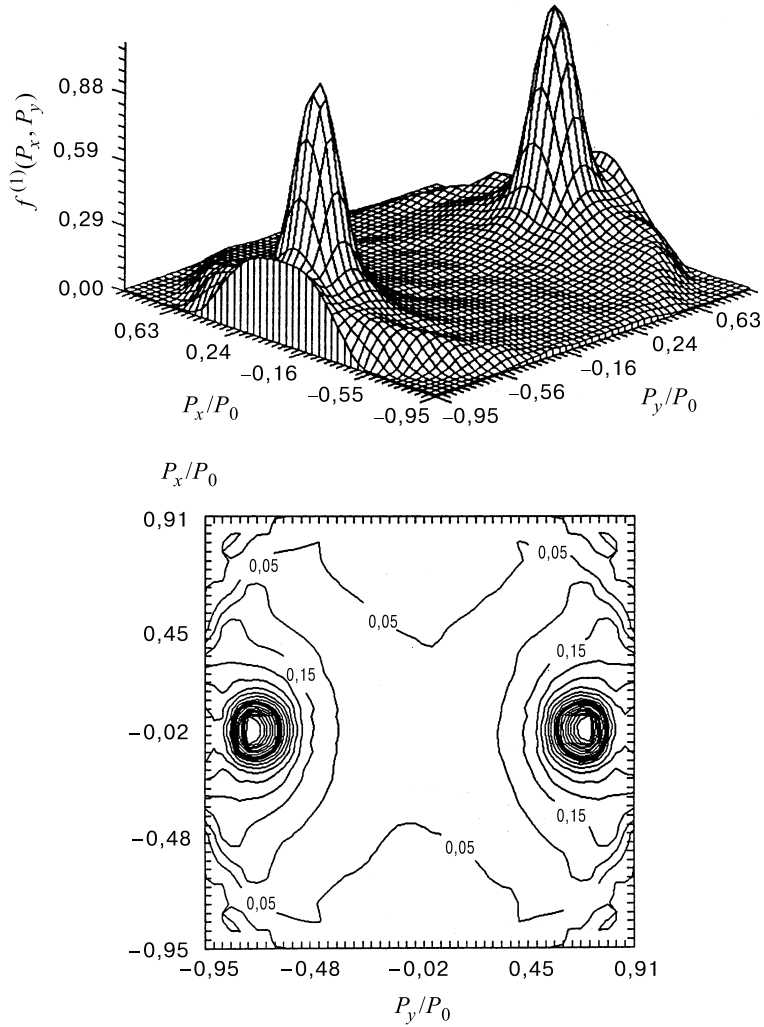


Рис. 2. То же, что на рис. 1, для  $\alpha = 0$ ,  $\eta = \pi/4$

статистический разброс числа событий в каждой ячейке уровня 0,1 от максимума распределения не превышал 5–10%. Некоторые из полученных таким образом в работах [61,62] трехмерных представлений нормированных по амплитуде собственных  $f^{(1)}(P_x, P_y)$ -распределений и их топограмм, а также  $f(XS)$ -распределения, где  $XS = [E_e - m_e(\gamma - 1)C^2]/(0,1\gamma\beta P_0 C)$ , приве-

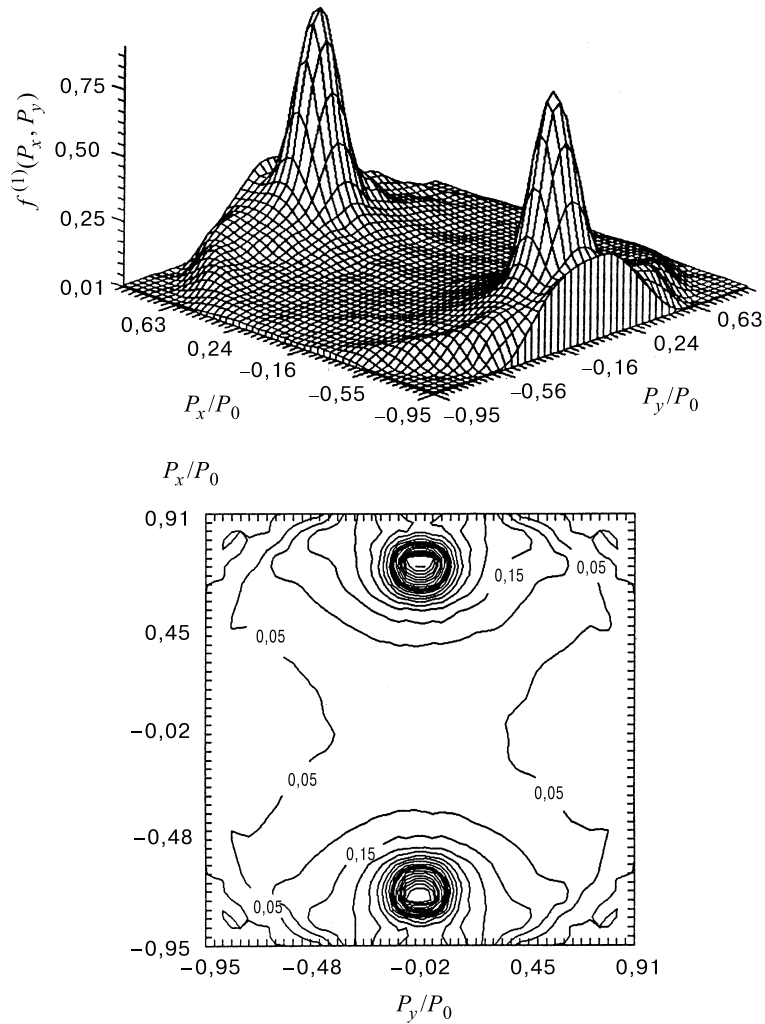


Рис. 3. То же, что на рис. 1, для  $\alpha = \pi/4$  ( $3\pi/4$ ),  $\eta = \pi/2$

дены на рис. 1–7. Представленные результаты показывают, что собственные распределения электронов при однофотонной обдирке ионов  $\text{H}^-$  существенным образом зависят от поляризации фотонов и угла пересечения взаимодействующих пучков. Для  $f(XS)$ -распределений характерна симметрия относительно среднего значения энергии электрона  $\bar{E}_e = m_e(\gamma - 1)C^2$  с границами  $m_e(\gamma - 1)C^2 \pm \gamma\beta P_0 C$  (см. рис. 7). При этом наиболее узкие распределения

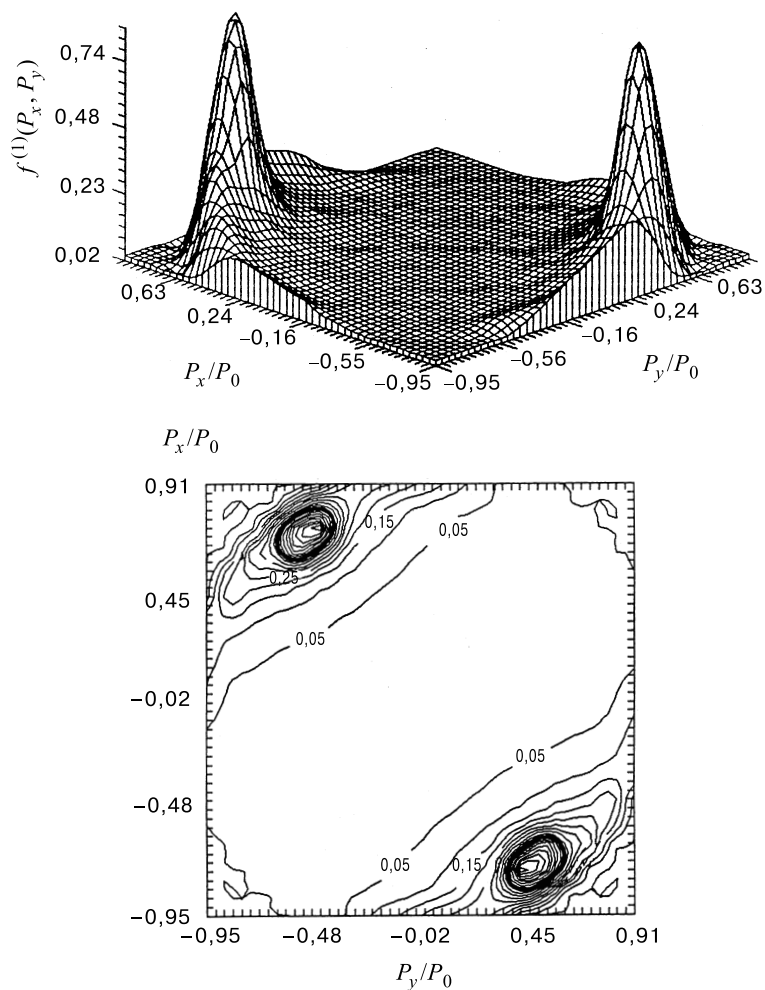


Рис. 4. То же, что на рис. 1, для  $\alpha = \pi/4$ ,  $\eta = \pi/4$

по энергии получаются независимо от  $\eta$  для  $\alpha = \pi/2$ . Для  $f^{(1)}(P_x, P_y)$ -распределений, за исключением  $\alpha = 0$  и  $\eta = \pi/2$ , характерно отсутствие аксиальной симметрии относительно направления импульса иона. Аксиально-симметричный случай (см. рис. 1) соответствует наиболее узкому угловому распределению электронов в лабораторной системе отсчета. В связи с тем, что при фотообдирке происходит двухчастичный развал иона  $H^-$ ,  $f^{(1)}(P_x, P_y)$ -

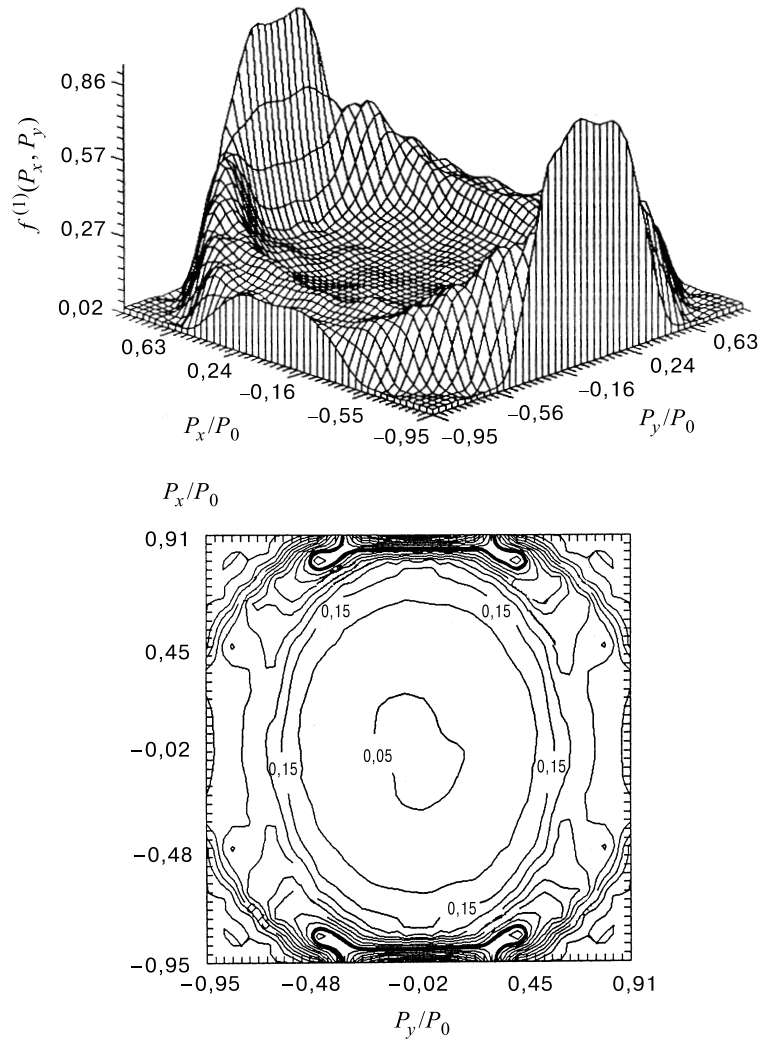


Рис. 5. То же, что на рис. 1, для  $\eta = \pi/4$ , неполяризованное излучение

распределения продуктов развала (электрон, атом водорода) имеют одинаковый вид. Предсказанные поляризационные эффекты для  $\eta = \pi/2$  и  $\alpha = 0, \pi/2$  получили качественное подтверждение при регистрации угловых распределений атомов водорода в эксперименте по фотообдирке ленточного пучка ионов  $H^-$  [63].

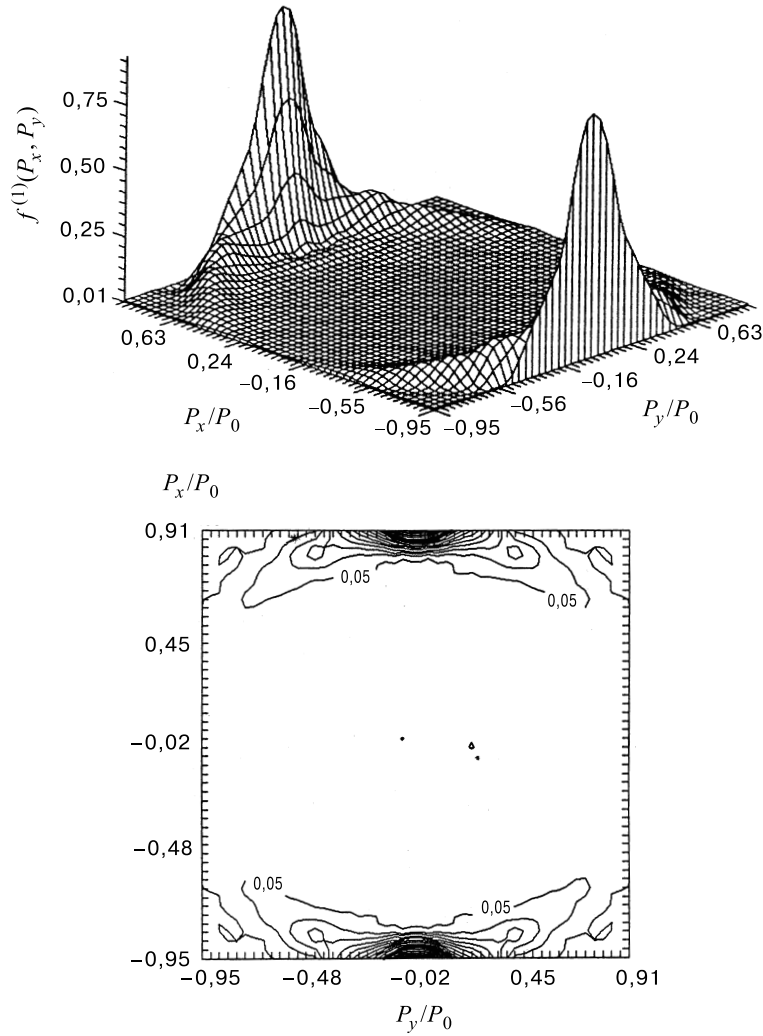


Рис. 6. То же, что на рис. 1, для  $\alpha = \pi/2$  и произвольного  $\eta$

Моделирование фотоионизации с  $\beta_0 = 0$  приводит к представленным на рис. 8, 9  $f^{(1)}(P_x, P_y)$ - и  $f(XS)$ -распределениям. Полученные результаты хорошо согласуются с аналитическим рассмотрением кинематики спонтанного распада частицы на две составляющие части (см., например, [64]).

Численное изучение собственных распределений электронов, рождающихся в результате однофотонной обдирки ионов с параметром угловой асим-

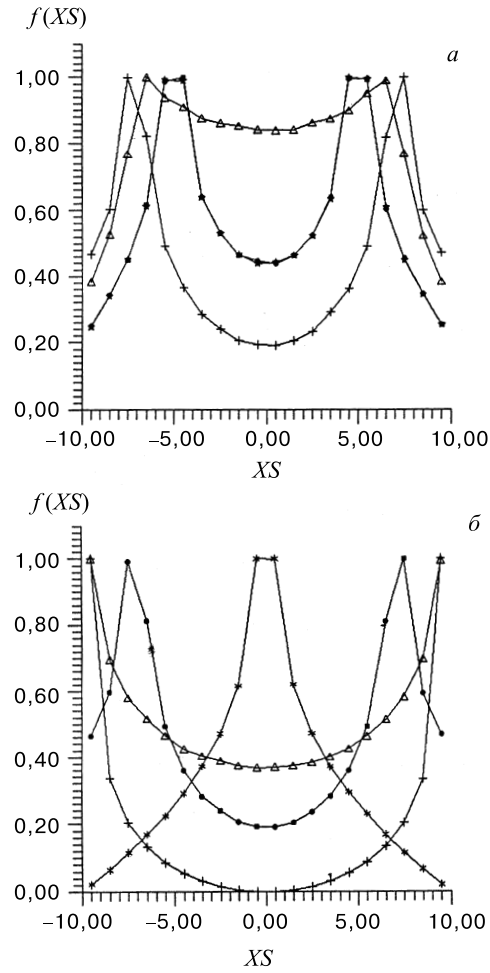


Рис. 7. Нормированное собственное распределение электронов по энергии при однофотонной обдирке ионов  $H^-$  с  $\eta = \pi/4, 3\pi/4$  (а) и  $\eta = \pi/2$  (б) для различной поляризации излучения:  $\alpha = \pi/4$  ( $\bullet$ ),  $\alpha = 0$  ( $+$ ), неполяризованные фотоны ( $\Delta$ ),  $\alpha = \pi/2$ , произвольное  $\eta$  ( $*$ ),  $\alpha = \pi/4, \eta = 3\pi/4$  ( $\star$ )

метрии  $\beta_0 = -1$ , проведено в работе [65]. Для линейно поляризованного излучения в этом случае  $d\sigma/d\Omega_l \propto \sin^2 \theta_{ke}$ . Некоторые из полученных результатов приведены на рис. 10–12. Они указывают на слабую зависимость  $f^{(1)}(P_x, P_y)$ -распределений от значений углов  $\alpha$  и  $\eta$ , а подбором этих параметров не удастся получить распределения с ярко выраженными максимумами



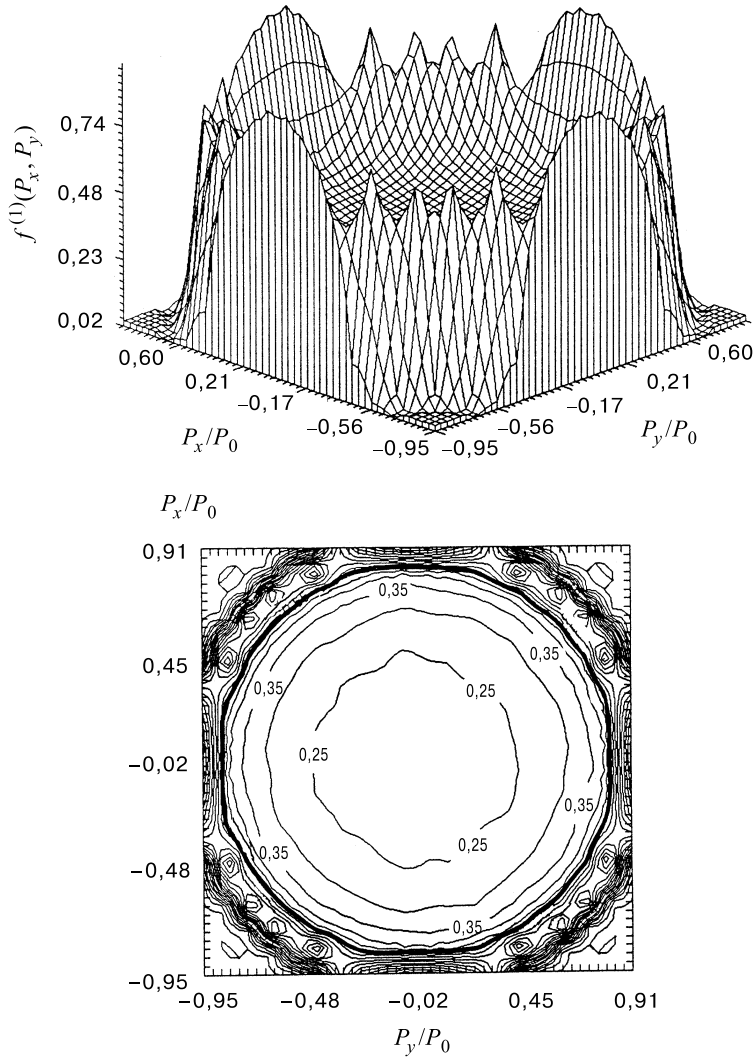


Рис. 8. Трехмерное представление нормированного собственного  $f^{(1)}(P_x, P_y)$ -распределения электронов и его топограмма при однофотонной обдирке ионов с  $\beta_0 = 0$ . Жирной кривой на топограмме выделен уровень 0,5 от амплитуды распределения

и малыми ширинами их проекций на  $P_x/P_0$  - или  $P_y/P_0$  -координаты. Аналогичный вывод может быть сделан и для  $f(XS)$ -распределений.

В соответствии с (2.6) дифференциальное сечение вылета электрона при значениях  $l \geq 1$  определяется  $(l \pm 1)$ -волнами с фазами  $\eta_{l \pm 1}$ . Величина вклада переходов  $l \rightarrow l \pm 1$  различна и во многих случаях  $(l \rightarrow l + 1)$ -парциальное

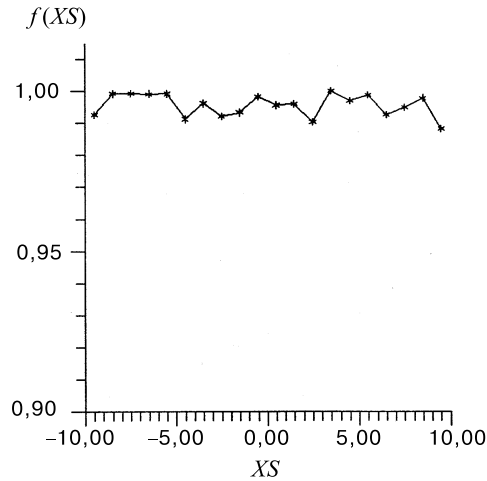


Рис. 9. Нормированное собственное распределение электронов по энергии при однофотонной обдирке ионов с  $\beta_0 = 0$

сечение является основным. При этом (см., например, [54]) значение  $\beta_{0|nr}$  близко к величине  $(l+2)/(2l+1)$ . Доминирование вклада  $(l \rightarrow l-1)$ -перехода приводит к значению  $\beta_{0|nr}(\omega) \approx (l-1)/(2l+1)$ . В промежуточных ситуациях, как отмечается в работе [54], наличие перекрестного члена в (2.6) и возможность изменения разности фаз  $\eta_{l+1} - \eta_{l-1}$  в широких пределах определяют интерференционную картину по  $\omega$  в дифференциальном сечении  $d\sigma/d\Omega$  при регистрации фотоэлектрона под определенным углом  $\theta_{ke}$  ( $\theta_k$ ). В этом случае, как видно из приведенных на рис. 1–12 результатов, заметные осцилляции в функциональной зависимости  $\beta_0(\omega)$  приведут к периодическому изменению нормированных собственных  $f^{(1)}(P_x, P_y)$ - и  $f(XS)$ -распределений электронов при изменении энергии фотонов.

Проведенный выше анализ и представленные результаты показывают, что в электрическом дипольном приближении степень влияния пространственной ориентации импульса и поляризации излучения мишени на однофотонную обдирку ионов в лабораторной системе отсчета существенным образом зависит от величины параметра угловой асимметрии  $\beta_0$ . Причем, в зависимости от энергии фотонов в системе центра масс, к взаимодействию подключаются различные квантовые состояния частицы, и параметр  $\beta_0$  может меняться в широких пределах. Таким образом, в рассматриваемом методе диагностики, основанном на окологороговой однофотонной обдирке отрицательных ионов, предельная точность воспроизведения информации о пучке электронами существенным образом зависит от характеристик слабосвязанного квантового состояния и структуры иона, которые проявляются через величину параметра

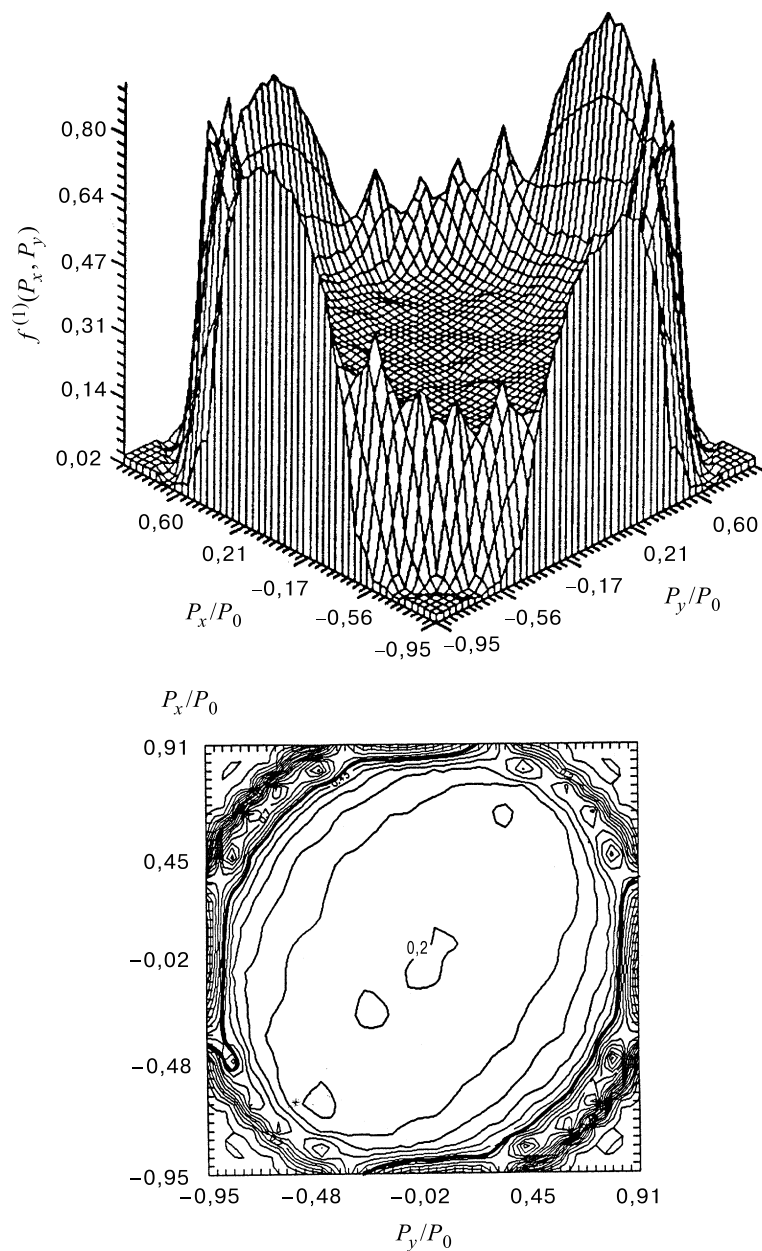
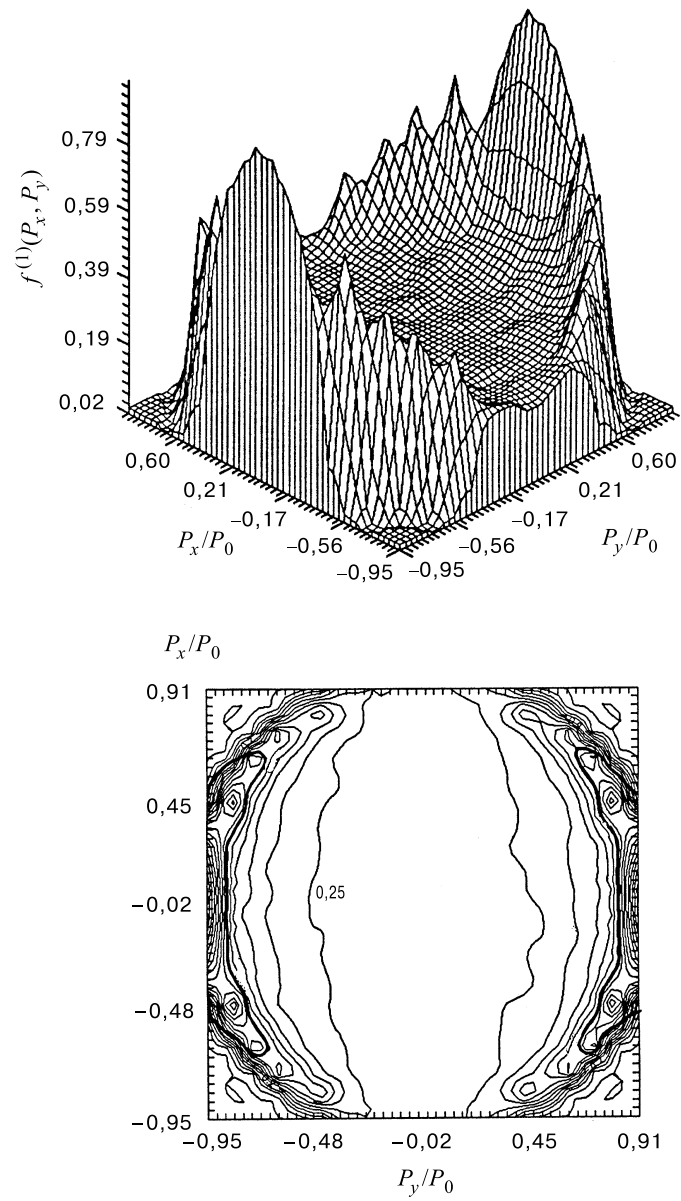


Рис. 10. Трехмерное представление нормированного собственного  $f^{(1)}(P_x, P_y)$ -распределения электронов и его топограмма при однофотонной обдирке ионов с  $\beta_0 = -1$  и  $\alpha = \pi/4$ ,  $\eta = \pi/4$ . Жирной кривой на топограмме выделен уровень 0,5 от амплитуды распределения

Рис. 11. То же, что на рис. 10, для  $\alpha = \pi/2$ , произвольное  $\eta$

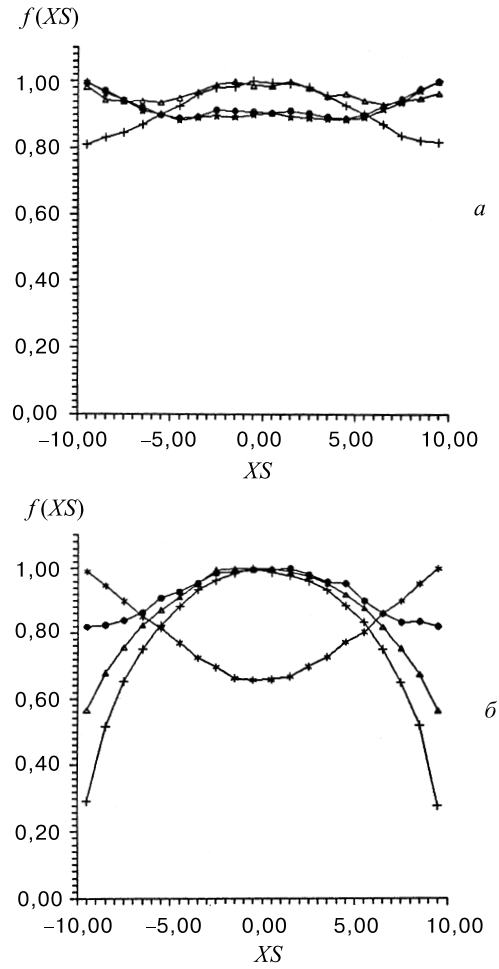


Рис. 12. Нормированное собственное распределение электронов по энергии при однофотонной обдирке ионов с  $\beta_0 = -1$  для  $\eta = \pi/4, 3\pi/4$  (a) и  $\eta = \pi/2$  (б) при различной поляризации излучения:  $\alpha = \pi/4$  ( $\bullet$ ),  $\alpha = 0$  ( $+$ ), неполяризованные фотоны ( $\blacktriangle$ ),  $\alpha = \pi/2$  ( $*$ ),  $\alpha = \pi/4, \eta = 3\pi/4$  ( $\star$ )

угловой асимметрии  $\beta_0$  ( $-1 \leq \beta_0 \leq 2$ ). При этом максимальная чувствительность этой точности к поляризации фотонов и углу их пересечения с пучком ионов в пределах кинематически определяемых границ, соответствующих  $W_e = W_\theta = 1$ , проявляется для электронов, рождающихся с параметрами угловой асимметрии  $\beta_0 = 2$  (например, однофотонная обдирка отрицательных ионов  $H^-, Ag^-, Cu^-, Au^-$ ). В этом случае подбором направления плоскости

поляризации фотонов в пространстве могут быть реализованы минимальные ширины на полувысоте распределений электронов по проекции угла и энергии. Например, наиболее узкие распределения вдоль оси  $X'$  ( $X' = P_x/P_z$ ) имеют место, когда излучение фотонной мишени поляризовано в плоскости  $YZ$  декартовых координат с осью  $Z$ , направленной по пучку ионов (см. рис. 1, 2). Максимумы этих распределений расположены вдоль оси  $Y'$  ( $Y' = P_y/P_z$ ) на расстоянии, зависящем от угла  $\eta$ , и сливаются в один при  $\eta = \pi/2$ .

Для фотонной мишени с указанной поляризацией точность  $\Delta X'$  воспроизведения электронами информации о распределении ионов в пучке по оси  $X'$  определяется шириной на полувысоте распределений  $\varphi^{(1)}(P_x) = \int f^{(1)}(P_x, P_y) dP_x$ , не зависит от  $\eta$  и соответствует  $W_\theta \approx 1/8$ . При этом полагается, что измерительное устройство осуществляет интегрирование распределений вдоль оси  $P_y$  без возмущения информации в фазовой плоскости  $X'X$ .

Максимальная точность воспроизведения электронами данного типа ( $\beta_0 = 2$ ) информации о продольном эмиттансе пучка и спектре ионов по энергии достигается, если плоскости поляризации фотонной мишени и взаимодействия ионов с фотонами взаимно перпендикулярны (рис. 7). В данном случае точность соответствия распределений ионов (в масштабе  $E_i \cdot m_e/M_i$ ) и электронов по энергии определяется величиной  $W_e \approx 1/5$ . Поток электронов адекватно отражает распределения ионов в плоскости  $X'X$  и по энергии при выполнении условий (1.2),  $\Delta X' \ll \Delta\theta_i$  и  $0,6\sqrt{(\hbar\omega - \varepsilon_t)/m_e C^2} \ll \gamma^2 \Delta\beta$  для оптимально поляризованной мишени. Следует отметить, что при формировании мишени с оптимальной поляризацией фотонов такая же точность измерения распределений ионов по  $X'$  и по энергии, как и при неполяризованной мишени ( $W_e \approx 1$ ,  $W_\theta \approx 1$ ), может быть достигнута при удалении от порога и увеличении значения  $\sqrt{\hbar\omega - \varepsilon_t}$  в 8 и 5 раз соответственно. Для ионов  $H^-$ , в частности, это приводит к уменьшению необходимой плотности мощности излучения в  $\sim 500$  или  $\sim 100$  раз ( $q = 3/2$  в выражении для сечения околопороговой фотообдирки, см. разд. 1) в зависимости от измеряемого параметра пучка. С уменьшением  $\beta_0$  от рассмотренного выше максимального значения точность воспроизведения распределений ухудшается до значений  $W_e \approx 1$  и  $W_\theta \approx 1$ , отвечающих околопороговой фотообдирке ионов с  $|\beta_0| \ll 1$  (например,  $O^-$  [60],  $F^-$ ,  $Cl^-$ ,  $Br^-$ ,  $I^-$  [66] и др.). При дальнейшем уменьшении этого параметра незначительное улучшение точности ( $\approx 1,4$  раза по проекции угла и  $\approx 1,2$  раза по энергии относительно величин  $W_\theta = W_e = 1$ ) может быть достигнуто, если околопороговая фотообдирка ионов происходит по каналу рождения электронов со значением  $\beta_0$ , близким к  $-1$ . В этой связи следует отметить, что в некоторых случаях, когда параметр угловой асимметрии значительно меняется с изменением частоты фотонов, для улучшения точности измерений выгоднее отстроиться от порога, где  $\beta_0 \approx 0$ , и попасть в область наиболее благоприятной фотообдирки с  $\beta_0 \approx 2$ . В частности,

это имеет место, например, для ионов  $\text{He}^- (^4\text{P}^0)$  [59], когда, отстроившись от порога на величину  $\Delta(\hbar\omega) \approx 0,5 \div 1,0$  эВ, при использовании фотонов с оптимальной поляризацией можно рассчитывать на увеличение точности измерений по углу в несколько раз.

### 3. ОСОБЕННОСТИ ФОТООБДИРКИ В ИНТЕНСИВНОМ ПОТОКЕ ФОТОНОВ НА ПРИМЕРЕ ИОНОВ $\text{H}^-$

Прецизионные внутренние мишени фотонов для зондирования пучка отрицательных ионов, например,  $\text{H}^-$ , при его диагностике формируются с помощью лазерного излучения (см., например, [19, 20, 67]). В отличие от однофотонного механизма при фотообдирке отрицательных ионов в лазерных полях могут проявляться эффекты динамического сдвига порога, корреляционного взаимодействия электронов и многофотонной обдирки [68–74]. Увеличение порога связано со штарковским сдвигом основного состояния электрона и границы непрерывного спектра. В работе [75] отмечается, что учет корреляционных эффектов важен для ионов с достаточно большим зарядом ядра (например, для отрицательных ионов щелочных металлов), а при разрушении  $\text{H}^-$  приводит лишь к малым поправкам к дисперсионной зависимости вероятности фотоотрыва электрона.

При достаточно высокой плотности фотонов в мишени рождаются электроны по каналу  $n$ -фотонной обдирки отрицательных ионов ( $n > 1$ ), вероятность которой в единицу времени равна (см., например, [76])

$$W^{(n)} = \sigma^{(n)}(I_\gamma)^n = 4^{-n}(2\pi)^{-2}k_f \int |V_{fi}^{(n)}|^2 d\Omega_f, \quad (3.1)$$

где  $\sigma^{(n)}$  — сечение  $n$ -фотонной обдирки для данной частоты и поляризации излучения,  $V_{fi}^{(n)}$  — соответствующий матричный элемент перехода электрона из начального  $i$ -состояния в конечное состояние  $f$  в электромагнитном поле с напряженностью  $F$ ,  $I_\gamma$  — плотность мощности фотонной мишени или плотность потока фотонов (в зависимости от используемых единиц измерения  $\sigma^{(n)}$ ) в системе покоя иона,  $d\Omega_f = \sin\theta_f d\theta_f d\varphi_f$ ,  $k_f$  и  $(\theta_f, \varphi_f)$  — импульс фотоэлектрона и его сферические координаты соответственно. Для таких мишеней с энергией фотонов вблизи порога  $\varepsilon_t$  ( $0 < \omega - \varepsilon_t \ll \varepsilon_t$ ) основным конкурирующим процессом однофотонной обдирки (см. выражение для сечения  $\sigma(\omega) \equiv \sigma^{(1)}(\omega)$  в разд. 1) является канал развала отрицательного иона с  $n = 2$ . Для удобства здесь и далее в данном разделе используется атомная система единиц ( $|e| = m_e = \hbar = 1$ ). Известные результаты по двухфотонной обдирке  $\text{H}^-$  при энергии фотонов в системе покоя иона ниже однофотонного порога  $\varepsilon_t$  существенно зависят не только от поляризации фотонов, но

и от выбранной теоретической модели [73]. Поэтому при изучении влияния поляризации и мощности фотонной мишени на околопороговый развал ионов  $H^-$  ( $0 < \omega - \varepsilon_t \ll \varepsilon_t$ ), представляющий интерес для диагностики, важно рассматривать однофотонный и двухфотонный каналы в рамках единого подхода. В связи с тем, что статическая и динамическая поляризуемости атомного остова  $H^-$  малы по величине, а их значения для иона слабочувствительны к конкретному виду потенциала взаимодействия электрона с атомом [74], в работах [62,77,78] данные исследования проводились в рамках аналитически решаемой одноэлектронной модели потенциала нулевого радиуса ( $\delta$ -потенциал [79]). Ниже приведены выдержки и некоторые результаты работы [62].

Волновая функция единственного связанного  $s$ -состояния в потенциале нулевого радиуса представляется в виде

$$\Psi_0 = \sqrt{\frac{\zeta}{2\pi}} \cdot \frac{1}{r} \exp(-\zeta r), \quad (3.2)$$

где  $\varepsilon_t = \zeta^2/2$  — энергия связи. При этом учет взаимодействия с  $\delta$ -потенциалом эквивалентен вводу граничного условия

$$\frac{d \ln(r\Psi_0)}{dr} \Big|_{r=0} = -\zeta. \quad (3.3)$$

В непрерывном спектре от плоских волн отличаются только  $s$ -волны с фазой рассеяния

$$\eta_s = -\arctan \frac{k}{\zeta}, \quad (3.4)$$

где  $k$  — импульс электрона,  $k^2 \equiv P_0^2 = 2(\omega - \varepsilon_t)$ . Матричный элемент однофотонной обдирки иона из  $s$ -связанного в  $p$ -континуальное состояние в дипольном приближении имеет вид

$$\begin{aligned} V_{ps}^{(1)} &= F \int \Psi_{\vec{k}}^{(-)*}(\vec{e}\vec{r}) \Psi_0 d\vec{r} = \\ &= F \frac{1}{2k} \sum_l (-i)^l (2l+1) \exp(i\eta_l) \int P_l^*(\cos \theta_{\vec{k}\vec{r}}) \times \\ &\quad \times 2k \cdot j_l(kr)(\vec{e}\vec{r}) \frac{1}{r} \sqrt{\frac{\zeta}{2\pi}} \exp(-\zeta r) r^2 dr \cdot d\vec{n}, \end{aligned} \quad (3.5)$$

где  $\Psi_{\vec{k}}^{(\pm)} = (1/2k) \sum_l i^l (2l+1) \exp(\pm i\eta_l) \cdot P_l(\cos \theta_{\vec{k}\vec{r}}) \times R_{kl}(r)$  — волновые функции непрерывного спектра в плосковолновом приближении  $R_{kl}(r) = = 2k \cdot j_l(kr)$ ,  $\int \Psi_{\vec{k}'}^{(\pm)*} \cdot \Psi_{\vec{k}}^{(\pm)} d\vec{k} = (2\pi)^3 \delta(\vec{k}' - \vec{k})$ ,  $j_l(kr)$  — сферические функции Бесселя с нормировкой  $\int j_l(k'r) j_l(kr) r^2 dr = \pi \delta(k' - k) / 2k'k$ ,  $\vec{e}$  — вектор



поляризации,  $\vec{n} = \vec{r}/r$ . Выражение для оператора  $(\vec{e}\vec{n})$  зависит от поляризации излучения. В частности, для линейной и круговой поляризации (см., например, [54]):

$$(\vec{e}\vec{n}) = \begin{cases} \sqrt{4\pi/3} \cdot Y_{10}(\theta_{ne}, \varphi_{ne}) & \text{— линейная поляризация,} \\ \sqrt{8\pi/3} \cdot Y_{1,\pm 1}(\theta_n, \varphi_n) & \text{— левокруговая (+), правокруговая (-),} \end{cases} \quad (3.6)$$

где  $Y_{10}$  и  $Y_{1,\pm 1}$  — шаровые (сферические) функции,  $(\theta_{ne}, \varphi_{ne})$  и  $(\theta_n, \varphi_n)$  — сферические координаты вектора  $\vec{n}$  относительно вектора поляризации и импульса фотона соответственно. Считая  $\theta_{ke}$  углом между импульсом электрона и вектором поляризации фотона в системе покоя иона, получаем известную в литературе (см., например, [80]) угловую зависимость вероятности вылета электрона для линейно поляризованного излучения:

$$V_{ps|l}^{(1)} = 4F\sqrt{2\pi\zeta} \frac{k}{(\zeta^2 + k^2)^2} P_1(\cos \theta_{ke}),$$

$$\frac{d\sigma^{(1)}}{d\Omega}(\theta_{ke})|l \propto |V_{ps|l}^{(1)}|^2 \propto \cos^2 \theta_{ke}. \quad (3.7)$$

Она соответствует значению  $\beta_0 = 2$  в (2.2).

Для излучения с круговой поляризацией матричный элемент (3.5) приобретает вид

$$V_{ps|\pm}^{(1)} = \mp 4F\sqrt{2\pi\zeta} \frac{k}{(\zeta^2 + k^2)^2} \sin \theta_k \exp(\pm i\varphi_k), \quad (3.8)$$

где  $(\theta_k, \varphi_k)$  — сферические координаты вектора  $\vec{k}$  относительно импульса фотона, верхний знак соответствует левокруговой поляризации, а нижний — правокруговой. При этом угловая зависимость дифференциального сечения определяется выражением

$$\frac{d\sigma^{(1)}}{d\Omega}(\theta_k)|\pm \propto |V_{ps|\pm}^{(1)}|^2 \propto \sin^2 \theta_k, \quad (3.9)$$

которое совпадает с (2.3) при  $\beta_0 = 2$ . Усредняя (3.7) по направлениям вектора поляризации фотонов, получаем аналогичную (3.9) зависимость для неполяризованного излучения (см. также [81]).

Следуя работе [73], двухфотонный матричный элемент перехода из основного  $|s\rangle$  состояния в состояние  $|k'\rangle$  непрерывного спектра можно представить в виде

$$V_{k's}^{(2)} = \frac{1}{(2\pi)^3} \int \frac{V_{k'k}^{(1)} V_{ks}^{(1)} d\vec{k}}{E_k + \varepsilon_t - \omega - i\xi}, \quad \xi \rightarrow +0, \quad (3.10)$$

где  $E_k = k^2/2$ ,  $V_{k'k}^{(1)} = F \int \Psi_{\vec{k}'}^{(-)*}(\vec{e}\vec{r})\Psi_{\vec{k}}^{(+)}d\vec{r}$  — однофотонный матричный элемент перехода в непрерывном спектре. В выражении (3.10) учтена плотность промежуточных состояний электрона  $d\vec{k}/(2\pi)^3$  в интервале импульсов  $\vec{k} \div \vec{k} + d\vec{k}$  для используемых волновых функций. С учетом (3.7) и вида функций  $\Psi_{\vec{k}}^{(\pm)}$ , для линейно поляризованного излучения получаем

$$V_{k's|l}^{(2)} = \frac{F^2}{(2\pi)^3} \int \sum_{l'} (-i)^{l'} (i)^l (2l' + 1)(2l + 1) \exp[i(\eta_l - \eta_{l'})] \times \\ \times W_{l'l} I_{l'l} (-i) \sqrt{2\pi\zeta} \frac{4k}{(\zeta^2 + k^2)^2} P_1(\cos \theta_{ke}) \frac{d\vec{k}}{E_k + \varepsilon_t - \omega - i\xi}, \quad (3.11)$$

где  $W_{l'l} = \int r^3 j_l(k'r) j_l(kr) dr$ ,  $I_{l'l} = \int P_l^*(\cos \theta_{\vec{k}'\vec{r}}) (\vec{e}\vec{n}) P_l(\cos \theta_{\vec{k}\vec{r}}) d\vec{n}$ . Так как в этом случае возможны *sps*- и *spd*-двухфотонные переходы, с учетом (3.4) и радиальной части *s*-волны в конечном  $|k'\rangle$ -состоянии  $R_{k'0} = (2/r) \sin(k'r + \eta_s)$ , для интегралов  $W_{l'l}$  и  $I_{l'l}^{(2)} \equiv \int (2l' + 1)(2l + 1) I_{l'l} P_1(\cos \theta_{ke}) d\Omega_{\vec{k}}$  справедливы следующие выражения:

$$W_{21} = 0, 5\pi \left[ \frac{1}{k'k} \frac{\partial}{\partial k} \delta(k' - k) + \frac{2}{(k')^3} \delta(k' - k) \right]; \\ W_{01} = \frac{1}{\sqrt{\zeta^2 + (k')^2}} \left[ -\frac{\pi\zeta}{2} \frac{\partial}{\partial k} \frac{\delta(k' - k)}{k'k} + \right. \\ \left. + \frac{k}{(k^2 - k'^2 - i\alpha)^2} + \frac{k}{(k^2 - k'^2 + i\alpha)^2} \right]; \\ I_{21}^{(2)} = \frac{2}{3} (4\pi)^2 P_2(\cos \theta_{k'e}); \quad I_{01}^{(2)} = \frac{1}{3} (4\pi)^2 P_0(\cos \theta_{k'e}). \quad (3.12)$$

В результате в случае линейно поляризованного излучения выражение для матричного элемента двухфотонного перехода электрона в конечное состояние с импульсом  $k' \equiv P_{0\omega} = \sqrt{2(2\omega - \varepsilon_t)}$  в системе покоя иона приобретает вид

$$V_{k's|l}^{(2)} = F^2 \frac{4\sqrt{2\pi\zeta}}{(2\pi)^3} \int [I_{01}^{(2)} \exp(-i\eta_0) W_{01} - I_{21}^{(2)} W_{21}] \frac{k^3}{(\zeta^2 + k^2)^2} \frac{dk}{E_k + \varepsilon_t - \omega - i\xi} = \\ = F^2 \frac{\sqrt{2\pi\zeta}}{3\omega^4} \left\{ \exp(-i\eta_0) [\zeta(\omega - \varepsilon_t) + i\sqrt{2}(\omega - \varepsilon_t)^{3/2}] \times \right. \\ \left. \times \frac{P_0(\cos \theta_{k'e})}{\sqrt{\omega}} - 2P_2(\cos \theta_{k'e})(2\omega - \varepsilon_t) \right\}, \quad (3.13)$$

где первое слагаемое в фигурных скобках соответствует *sps*-переходу и учитывает вклад резонансных промежуточных состояний непрерывного спектра с энергией  $E_k = \omega - \varepsilon_t$ , а второе есть результат интегрирования в смысле главного значения и соответствует виртуальному *spd*-переходу (см. также [73]). Угловая зависимость двухфотонного дифференциального сечения вблизи порога  $\varepsilon_t$  ( $0 < \omega - \varepsilon_t \ll \varepsilon_t$ ) определяется

$$\frac{d\sigma^{(2)}}{d\Omega}(\theta_{k'e})|_l \propto |V_{k's|l}^{(2)}|^2 \propto (3 \cos^2 \theta_{k'e} - 1)^2. \quad (3.14)$$

При использовании оператора (3.6) и значения  $V_{ks}^{(1)}$  в виде (3.8) с помощью (3.10) получаются следующие выражения для матричного элемента двухфотонной обдирки иона и угловой компоненты дифференциального сечения в мишени с круговой поляризацией:

$$V_{k's|\pm}^{(2)} = -F^2 \frac{\sqrt{2\pi\zeta}}{4} \exp(\pm 2i\varphi_{k'}) \sin^2 \theta_{k'} \frac{2\omega - \varepsilon_t}{\omega^4},$$

$$\frac{d\sigma^{(2)}}{d\Omega}(\theta_{k'})|_{\pm} \propto |V_{k's|\pm}^{(2)}|^2 \propto \sin^4 \theta_{k'}. \quad (3.15)$$

Для энергии фотонов ниже однофотонного порога аналогичная зависимость получена в работе [82]. В то же время для линейно поляризованного излучения с учетом выражения (3.13) для надпороговой двухфотонной обдирки ионов  $\text{H}^-$  и результатов работы [82] для  $\varepsilon_t/2 < \omega < \varepsilon_t$  характерна существенная зависимость углового распределения фотоэлектронов от энергии фотонов. Она меняется от практически изотропного вблизи двухфотонного порога до ярко выраженного распределения по направлению вектора поляризации при  $\omega \approx \varepsilon_t$ . В окрестности однофотонного порога распределение (3.14) и результаты работы [82] хорошо согласуются между собой. Усреднение выражения (3.14) по направлениям вектора поляризации фотонов приводит к следующей угловой зависимости вылета электронов относительно импульса фотонов при двухфотонной околопороговой обдирке ионов в неполяризованном излучении:

$$\frac{d\sigma^{(2)}}{d\Omega}(\theta_{k'})|_{up} \propto 3 \sin^4 \theta_{k'} - (8/3) \sin^2 \theta_{k'} + 8/9. \quad (3.16)$$

Из выражений (3.13) и (3.15) видно, что в одноэлектронной модели потенциала нулевого радиуса двухфотонная обдирка отрицательного иона имеет место даже при  $\omega = \varepsilon_t$  и равном нулю матричном элементе (3.7). При этом в околопороговой области основным каналом фотообдирки с  $n=2$  является виртуальный *spd*-переход. Аналогичный вывод ранее был сделан в работе

[73], а для линейно поляризованного излучения в области ниже однофотонного порога ( $\omega < \varepsilon_t$ ) — в работах [83–85]. Полученные для линейно поляризованного излучения результаты (3.7) и (3.14) согласуются (при  $a_2^{(1)} = 1$ ,  $a_2^{(2)} = 10/7$  и  $a_4^{(2)} = 18/7$ ) с приведенным в работе [50] выражением

$$\frac{d\sigma^{(n)}}{d\Omega} = \sigma^{(n)} \left[ 1 + \sum_{m=1}^n a_{2m}^{(n)} P_{2m}(\cos \theta_{ke}) \right], \quad (3.17)$$

для угловой зависимости  $n$ -фотонного дифференциального сечения ионизации частиц, при наличии у них промежуточных резонансных состояний с поглощением  $m$  фотонов ( $m < n$ ). Коэффициенты  $a_{2m}^{(n)}$  являются в общем случае функциями интенсивности и ширины спектра излучения мишени. Данное согласие указывает на правомерность формального представления двухфотонной обдирки ионов  $H^-$  вблизи однофотонного порога как ионизации частиц, для которых в качестве промежуточного резонансного состояния можно рассматривать границу непрерывного спектра.

В работе [62] расчет распределений вероятности вылета электрона по каналу  $n = 2$  в пространстве поперечных импульсов в лабораторной системе отсчета ( $P_x/P_{0w}$ ,  $P_y/P_{0w}$ ) и по энергии, представленной в безразмерных единицах  $XW = [E_e - (\gamma - 1)C^2]/(0,1\gamma\beta P_{0w}C)$  (собственные двухфотонные распределения), для линейно поляризованного и неполяризованного излучения проводился численным моделированием при  $0 < \omega - \varepsilon_t \ll \varepsilon_t$  с использованием выражений (2.8) и (3.14). За исключением генерации случайного распределения угла  $\theta_{k'e}$  по закону  $(3 \cos^2 \theta_{k'e} - 1)^2$  особенности моделирования аналогичны рассмотренному выше однофотонному каналу. Некоторые из полученных для различных значений  $\alpha$  и  $\eta$  трехмерных представлений нормированных по амплитуде собственных двухфотонных  $f^{(2)}(P_x, P_y)$ -распределений и их топограммы, а также  $f(XW)$ -распределения приведены на рис. 13–16. Представленные в работе результаты показывают, что с учетом  $P_{0w} \gg P_0$  общий характер распределений при тех же  $\alpha$  и  $\eta$  близок к результатам, полученным для однофотонной обдирки ионов (см. рис. 2, 4, 5, 7).

Результирующие собственные распределения электронов в пространстве поперечных импульсов лабораторной системы отсчета ( $P_x, P_y$ ) и по энергии ( $E_e$ ) определяются суммой соответствующих распределений от однофотонного и двухфотонного каналов обдирки с учетом их статистических весов. Статистический вес распределения определяется вероятностью обдирки (3.1) для данной поляризации и мощности фотонной мишени. Матричные элементы (3.7), (3.8), (3.13) и (3.15), при учете плотности  $d\vec{k}^l/(2\pi)^3$  конечных состояний электрона в непрерывном спектре, приводят к следующим выражениям для вероятности  $n$ -фотонной обдирки ( $n = 1, 2$ ) в мишени с линейной

и круговой поляризациями:

$$\begin{aligned}
 W_l^{(1)} &= W_{\pm}^{(1)} = (2/3)F^2\omega^{-4}\sqrt{\varepsilon_t}(\omega - \varepsilon_t)^{3/2}, \\
 W_l^{(2)} &= (1/18)F^4\omega^{-8}\sqrt{\varepsilon_t(2\omega - \varepsilon_t)}[(\omega - \varepsilon_t)^2(\varepsilon_t/\omega) + \\
 &\quad + (\omega - \varepsilon_t)^3/\omega + (2/5)(2\omega - \varepsilon_t)^2], \\
 W_{\pm}^{(2)} &= (1/120)F^4\omega^{-8}\sqrt{\varepsilon_t(2\omega - \varepsilon_t)}(2\omega - \varepsilon_t)^2, \\
 W_l^{(2)}|_{(0 < \omega - \varepsilon_t \ll \varepsilon_t)} &\approx (8/3)W_{\pm}^{(2)}. \tag{3.18}
 \end{aligned}$$

Таким образом, в одноэлектронной модели потенциала нулевого радиуса вероятность двухфотонной надпороговой обдирки иона существенным образом зависит от поляризации мишени, причем для линейно поляризованного излучения она значительно больше, чем в случае с круговой поляризацией. В области ниже однофотонного порога данный вопрос теоретически рассматривался, например, в работах [82, 86–89]. В отличие от полученного выше результата в этой области ( $\omega < \varepsilon_t$ ) соотношение между вероятностями двухфотонной обдирки в линейно и циркулярно поляризованном излучении качественно меняется в зависимости от энергии фотонов. В частности, несмотря на количественное различие результатов разных работ, неравенство  $\rho \equiv W_l^{(2)}(\omega)/W_{\pm}^{(2)}(\omega) \gg 1$  в области двухфотонного порога ( $\omega \geq \varepsilon_t/2$ ) переходит в соотношение  $\rho \leq 1$  при  $\omega \leq \varepsilon_t$ . В рассмотренной теоретической модели зависимость (3.18) для околопороговой однофотонной обдирки иона  $H^-$  согласуется с вигнеровским законом ионизации  $s$ -квантового состояния [81, 90, 91] и известными экспериментальными результатами [92, 93]. В соответствии с (3.18) отношение статвесов собственных распределений однофотонного и двухфотонного каналов обдирки вблизи порога определяется соотношением

$$\frac{W_l^{(1)}}{W_l^{(2)}} = \frac{3}{8} \frac{W_{\pm}^{(1)}}{W_{\pm}^{(2)}} \approx \frac{15\varepsilon_t^{1,5}(\omega - \varepsilon_t)^{1,5}C}{4\pi I_{\gamma}}, \tag{3.19}$$

где  $I_{\gamma} = F^2C/8\pi$  — плотность мощности мишени в атомных единицах ( $1 \text{ а.е.} = 6,436 \cdot 10^{15} \text{ Вт/см}^2$ ). С учетом выражения (3.1) для линейно поляризованного излучения на рис. 17 приведена полученная в работе [62] теоретическая зависимость парциального сечения двухфотонной обдирки иона  $H^-$  от энергии фотона при  $\omega > \varepsilon_t$ . Для сравнения там же представлены теоретические результаты работ [84, 94, 95] для фотонов с  $\omega < \varepsilon_t$ . Приведенные сечения нормированы на один из двух электронов у иона  $H^-$  и хорошо стыкуются на границе однофотонной обдирки.

Представленные выше для каналов  $n = 1, 2$  результаты позволяют детально исследовать эволюцию результирующих собственных распределений электронов в лабораторной системе отсчета при надпороговой фотообдирке

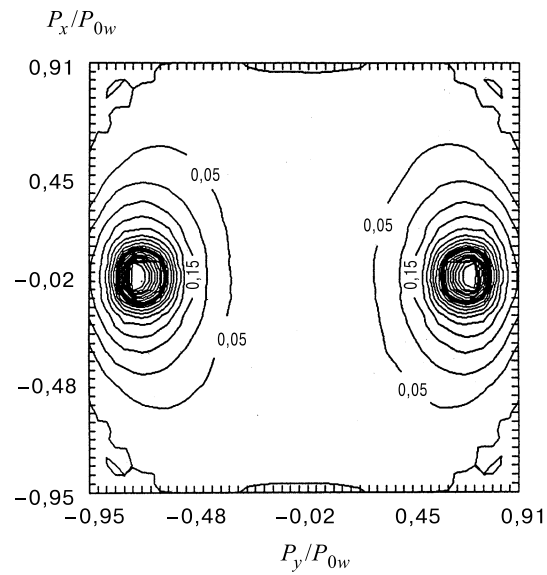
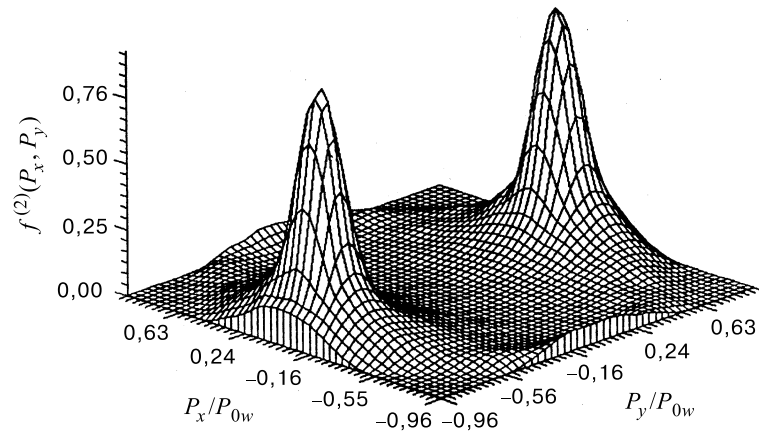


Рис. 13. Трехмерное представление нормированного собственного  $f^{(2)}(P_x, P_y)$ -распределения электронов и его топограмма при двухфотонной околопороговой обдирке ионов  $\text{H}^-$  с  $\alpha = 0$ ,  $\eta = \pi/4$ . Жирной кривой на топограмме выделен уровень 0,5 от амплитуды распределения

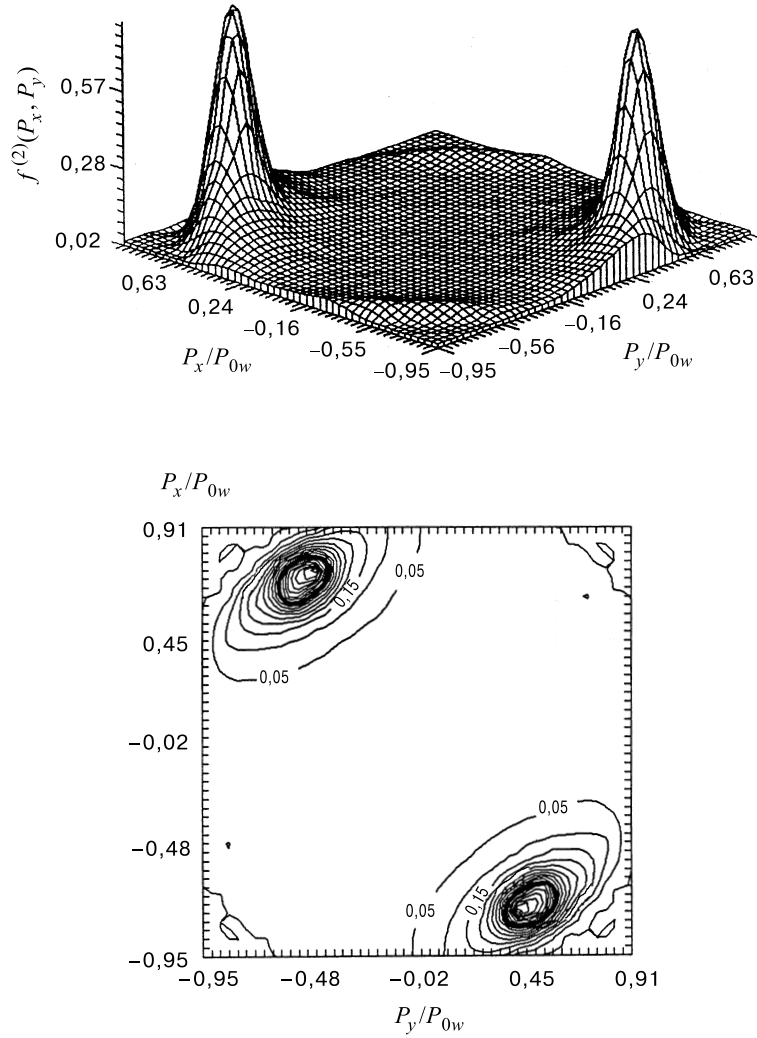


Рис. 14. То же, что на рис. 13, для  $\alpha = \pi/4$ ,  $\eta = \pi/4$

ионов  $H^-$  на мишенях различной поляризации, частоты и мощности излучения. В пространстве поперечных импульсов в лабораторной системе отсчета  $(P_x, P_y)$  эти распределения определяются выражением

$$f(P_x, P_y)_{|\alpha, \eta} = f_{|\alpha, \eta}^{(1)}(P_x, P_y) \frac{W_\alpha^{(1)}}{P_0^2 V_{\alpha, \eta}^{(1)}} + f_{|\alpha, \eta}^{(2)}(P_x, P_y) \frac{W_\alpha^{(2)}}{P_{0w}^2 V_{\alpha, \eta}^{(2)}}, \quad (3.20)$$

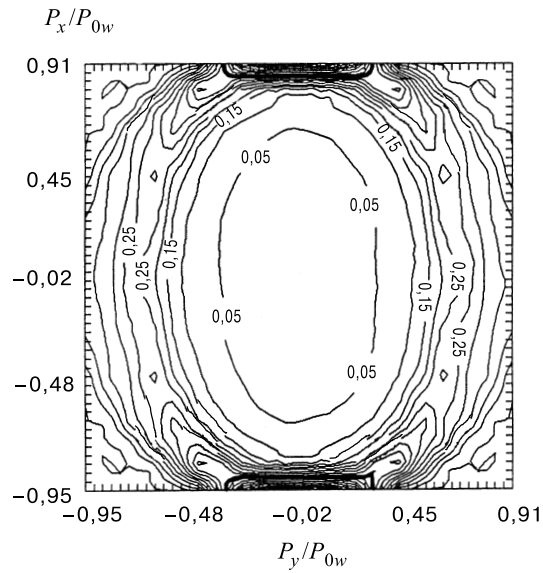
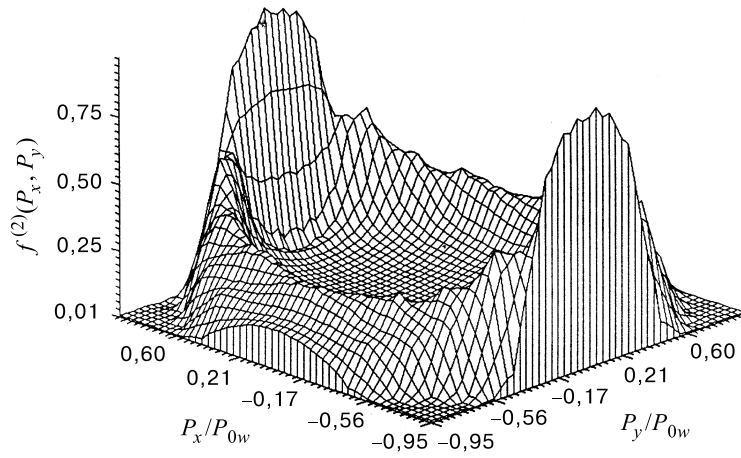


Рис. 15. То же, что на рис. 13, для  $\eta = \pi/4$ , неполяризованное излучение

где  $f_{|\alpha,\eta}^{(1,2)}(P_x, P_y)$  — нормированные парциальные собственные распределения однофотонного и двухфотонного каналов для выбранного угла  $\eta$  в мишени с соответствующей поляризацией  $\alpha$ ;  $f_{|\alpha,\eta}^{(1)}(P_x, P_y) \equiv 0$  при  $P_x^2 + P_y^2 \geq P_0^2$ ;  $f_{|\alpha,\eta}^{(2)}(P_x, P_y) \equiv 0$  при  $P_x^2 + P_y^2 \geq P_{0w}^2$ ;  $V_{\alpha,\eta}^{(1,2)}$  — подповерхностный объем



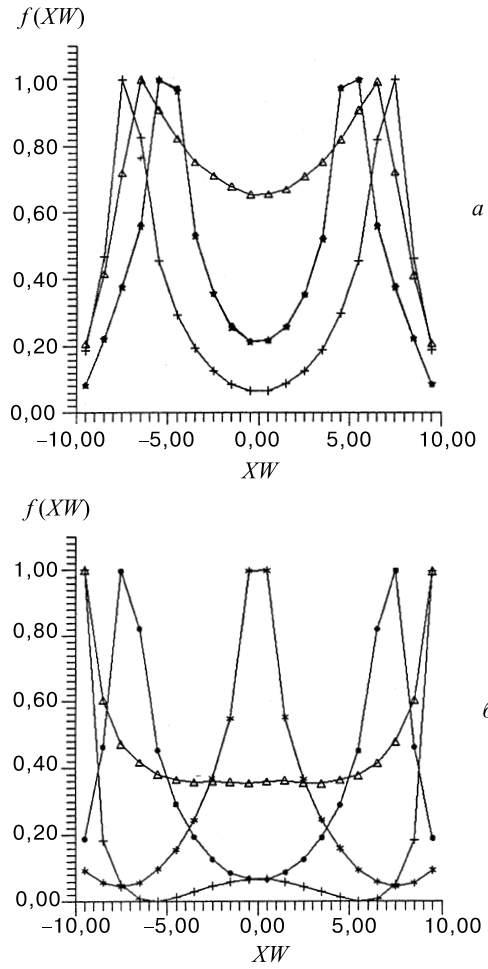


Рис. 16. Нормированное собственное распределение электронов по энергии при двухфотонной околороговой обдирке ионов  $H^-$  с  $\eta = \pi/4, 3\pi/4$  (а) и  $\eta = \pi/2$  (б) для различной поляризации излучения:  $\alpha = \pi/4$  ( $\bullet$ ),  $\alpha = 0$  ( $+$ ), неполяризованные фотоны ( $\Delta$ );  $\alpha = \pi/2$ , произвольное  $\eta$  ( $*$ ),  $\alpha = \pi/4$   $\eta = 3\pi/4$  ( $\star$ )

нормированных парциальных распределений. В выражении (3.20) учтена нормировка  $f_{|\alpha,\eta}^{(1,2)}(P_x, P_y)$ -распределений по амплитуде, их представление в пространстве безразмерных поперечных импульсов (см. рис.1–6, 13–15), а интеграл распределения по энергии полагается равным единице. Соответствующее выражение для результирующего собственного распределения электронов по

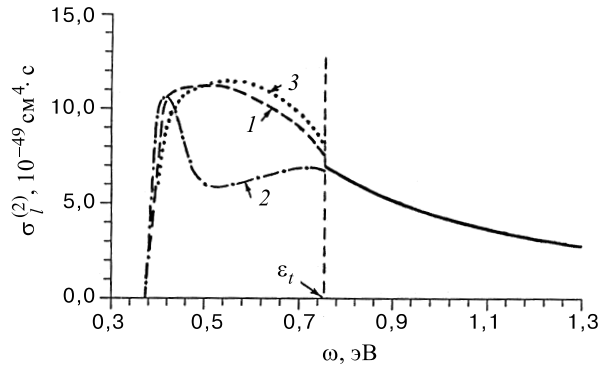


Рис. 17. Зависимость частичного сечения двухфотонной обдирки иона  $\text{H}^-$  в линейно поляризованной мишени ( $\sigma_l^{(2)}$ ) от энергии фотона ( $\omega$ ). Кривые 1, 2, 3 — теоретические результаты работ [84, 94, 95] соответственно

энергии имеет вид

$$f_{\alpha,\eta}(E_e) = f_{|\alpha,\eta}(XS) \frac{10W_\alpha^{(1)}}{\gamma\beta CS_{\alpha,\eta}^{(1)} P_0} + f_{|\alpha,\eta}(XW) \frac{10W_\alpha^{(2)}}{\gamma\beta CS_{\alpha,\eta}^{(2)} P_{0w}}, \quad (3.21)$$

где  $S_{\alpha,\eta}^{(1,2)}$  — площади нормированных по амплитуде частичных  $f_{|\alpha,\eta}(XS, XW)$ -распределений, и используется единичная нормировка интеграла частичных распределений в пространстве поперечных импульсов.

Следует отметить, что из-за малой поляризуемости атомного остова  $\text{H}^-$  при изучении околопороговой фотообдирки иона в рассмотренной модели не учитывалось послестолкновительное взаимодействие продуктов развала (электрон, атом водорода), которое для других отрицательных ионов может играть важную роль (см., например, [88, 96, 97]).

Оценим максимальную плотность мощности фотонной мишени  $I_{\gamma|\Delta}$ , при которой динамический рост порога фотообдирки  $\Delta\varepsilon_t$  еще не оказывает заметного влияния на представленные выше результаты. С учетом [74] и величин штарковских сдвигов основного состояния электрона и границы непрерывного спектра в лазерном поле  $F$  это имеет место при  $\Delta\varepsilon_t \approx \tau_0 F^2/4 + F^2/4\omega^2 \approx 0,1(\omega - \varepsilon_t)$ , где  $\tau_0$  — динамическая поляризуемость уровня на частоте поля  $\omega$  (для иона  $\text{H}^-$  вблизи порога фотообдирки  $\tau_0 \approx 10^3$  а.е. [98]). Отсюда получаем

$$I_{\gamma|\Delta} \approx 5 \cdot 10^{-2} \frac{C}{\pi} \frac{\omega - \varepsilon_t}{\tau_0 + 1/\varepsilon_t^2}. \quad (3.22)$$

Отношение этой величины и  $I_{\gamma|1,2}$ , при которой  $W_l^{(1)}/W_l^{(2)} \approx 1$ , дает

$$I_{\gamma|1,2}/I_{\gamma|\Delta} \approx 0,37(\omega - \varepsilon_t)^{0,5}(\tau_0 + 1/\varepsilon_t^2) \approx 8 \cdot 10^2(\omega - \varepsilon_t)^{0,5}. \quad (3.23)$$

Для достаточно мощных мишеней влияние сдвига порога однофотонной обдирки на полученные выше результаты можно учесть при замене  $\varepsilon_t$  на  $\bar{\varepsilon}_t = \varepsilon_t + \Delta\varepsilon_t$  и сохранении функциональных зависимостей.

Приведенные результаты детального изучения распределений фотоэлектронов в лабораторной системе отсчета указывают на возможность эффективного управления процессом фотообдирки быстрых ионов  $H^-$  в лазерном излучении. Для задач диагностики путем подбора мощности излучения, пространственной ориентации импульса и поляризации фотонов можно реализовать условия передачи необходимой информации о пучке быстрым электронам с максимальной точностью.

#### 4. ПРЕДЕЛЬНЫЕ ВОЗМОЖНОСТИ ДИАГНОСТИКИ ПУЧКА ИОНОВ $H^-$ ПО ЭЛЕКТРОНАМ ИХ ОБДИРКИ НА РАЗЛИЧНЫХ МИШЕНЯХ

Точности соответствия распределений ионов  $H^-$  и электронов в пучке по углу и энергии (импульсу) определяются величиной и характером возмущения, приобретаемого электронами в элементарных актах своего рождения, и зависят от типа используемой зондирующей мишени. Сравнительный анализ этих точностей может быть проведен с помощью представленных на рис. 18 зависимостей [99]. Для корпускулярных мишеней приведены ширины на полувысоте соответствующих распределений при рождении электронов с учетом известных экспериментальных [30–35] и теоретических [36] результатов. Для фотонных мишеней использованы представленные в разд. 2 данные. При этом сплошные кривые соответствуют теоретическим значениям максимального углового и энергетического разбросов электронов в результате однофотонной обдирки ионов  $H^-$  при заданной длине волны фотонов в системе покоя ионов. Штрихпунктирными кривыми отмечены ширины на полувысоте распределений при той же длине волны фотонов, но оптимальном направлении их импульса (угол  $\eta$ ) и плоскости поляризации ( $\alpha$ ).

Из представленных на рис. 18 зависимостей видно, что выбор материала корпускулярной мишени практически не влияет на максимальную точность соответствия распределений ионов  $H^-$  и электронов. В связи с этим для задач диагностики можно использовать наиболее удобные с точки зрения формирования зондирующей мишени газовую ячейку, тип газа или фольги. Существенное улучшение точностей соответствия распределений может быть достигнуто при переходе к фотонным мишеням. При зондировании пучков лазерным излучением можно формировать мишени с достаточно малыми пространственно-временными размерами. Таким образом, открывается возможность диагностики с помощью компактных устройств при регистрации

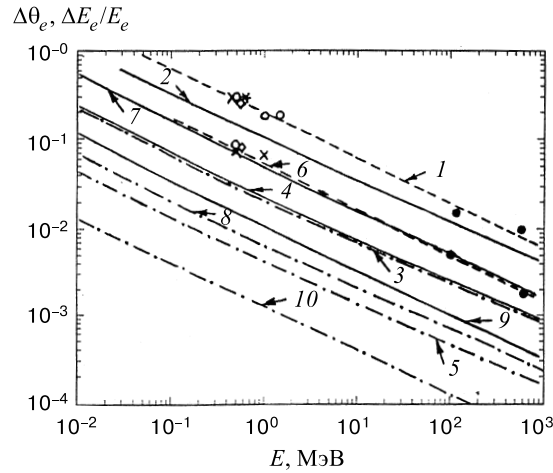


Рис. 18. Максимальная точность соответствия распределений ионов  $\text{H}^-$  и электронов по относительной энергии ( $\Delta E_e/E_e$ , кривые 1–5) и углу ( $\Delta\theta_e$ , кривые 6–10) для различных корпускулярных (1, 6  $\rightarrow$  ( $\diamond$ ) — Kr [34], (\*) — Ne,  $\text{CH}_3\text{Cl}$  [35], ( $\circ$ ) — He [31, 33, 35], ( $\times$ ) — Ar [30, 32], ( $\bullet$ ) — C [36]) и фотонных ( $\lambda = 10600 \text{ \AA} \rightarrow$  2, 3, 7, 8;  $\lambda = 16300 \text{ \AA} \rightarrow$  4, 5, 9, 10 [62]) мишеней в зависимости от энергии ионов

электронов, рождающихся в результате околопороговой однофотонной обдирки ионов  $\text{H}^-$  на этапе считывания информации о пучке.

## 5. ОГРАНИЧЕНИЯ НА ПЛОТНОСТЬ МОЩНОСТИ ФОТОННОЙ МИШЕНИ

Плотность мощности мишени  $I_{\gamma|\text{max}}$ , при которой информация о параметрах пучка заметно искажается из-за двухфотонной обдирки отрицательных ионов, зависит от поведения сечений каналов  $n = 1, 2$  вблизи порога  $\varepsilon_i$ , конкретного вида собственных распределений электронов в элементарных актах их рождения, а также от величин  $\Delta\beta$  и  $\Delta\theta_i$  ионов в пучке. Для рассмотренных выше наиболее оптимальных распределений с  $\beta_0 = 2$  это имеет место при (см. рис.1,2,7,13,16)

$$W_l^{(1)}/\Delta\theta_i \leq 10W_l^{(2)}/\sqrt{(\Delta X'_{\text{ct}})^2 + (\Delta\theta_i)^2} \quad (5.1)$$

и

$$W_l^{(1)}/\xi_i \leq 10W_l^{(2)}/\sqrt{(\xi_i)^2 + (\xi^{(2)})^2}, \quad (5.2)$$

в случае измерения распределений ионов в плоскости  $X'X$  и по энергии соответственно. В приведенных выражениях  $\xi_i = \beta\Delta\beta\gamma^3/(\gamma - 1)$ ,  $\xi^{(2)} \approx$

$\approx (0,6\gamma\beta/(\gamma-1))\sqrt{\varepsilon_t/m_e C^2}$  и  $\Delta X'_{cr} \approx (0,25/\gamma\beta)\sqrt{2\varepsilon_t/m_e C^2}$ . С учетом результатов, представленных в разд. 3 применительно к пучкам ионов  $H^-$ , нетрудно получить следующие выражения для  $I_{\gamma|_{max}}$  [Вт/см<sup>2</sup>] в системе центра масс:

$$I_{\gamma|_{max}} \approx 5,21 \cdot 10^{12} [\varepsilon_t (\hbar\omega - \varepsilon_t)]^{1,5} \begin{cases} \sqrt{1 + \left(\frac{0,35}{\gamma\beta\Delta\theta_i}\right)^2 \frac{\varepsilon_t}{m_e C^2}} \rightarrow (X'X) \\ \sqrt{1 + \left(\frac{0,6}{\gamma^2\Delta\beta}\right)^2 \frac{\varepsilon_t}{m_e C^2}} \rightarrow (E_i), \end{cases} \quad (5.3)$$

где величины  $\hbar\omega$  и  $\varepsilon_t$  выражены в электрон-вольтах. Критическая плотность мощности мишени  $I_{\gamma|_{cr}}$  [Вт/см<sup>2</sup>], при которой собственные однофотонные распределения  $\varphi^{(1)}(P_x)$  и  $f(XS)$  электронов с  $\beta_0 = 2$  полностью «стираются» аналогичными двухфотонными ( $W_l^{(1)}/P_0 \approx W_l^{(2)}/P_{0w}$ ), определяется в данном случае выражением

$$I_{\gamma|_{cr}} \approx 4,4 \cdot 10^{13} \varepsilon_t^2 (\hbar\omega - \varepsilon_t). \quad (5.4)$$

При такой мощности точность измерения параметров пучка ионов  $H^-$  ограничена величинами  $\Delta X'_{cr}$  по углу и  $\xi^{(2)}$  по относительной энергии.

## 6. МНОГОФУНКЦИОНАЛЬНОЕ УСТРОЙСТВО ДЛЯ НЕВОЗМУЩАЮЩЕЙ ФЭДП ОТРИЦАТЕЛЬНЫХ ИОНОВ ВЫСОКОЙ ЭНЕРГИИ

Для реализации рассмотренного выше метода невозмущающей диагностики пучка отрицательных ионов высокой энергии (например, в мезонных фабриках) предложено и разработано компактное многофункциональное устройство, схема которого представлена на рис. 19 [48,100]. Вывод электронов фотообдирки из пучка ионов и анализ переносимой ими информации осуществляется одним неподвижным магнитным элементом с однородным полем ( $MA$ ). Для полной компенсации незначительных пространственных и угловых возмущений ионов до и после него расположены корректирующие магниты  $M1$  и  $M2$ . Согласованное изменение анализирующего и корректирующих полей обеспечивается последовательным соединением обмоток магнитов и общим источником тока. Межполюсное расстояние  $L_m$  выбирается достаточным для беспрепятственного прохождения пучка в вакуумной камере между полюсами магнита и попадания на детекторы всех электронов, рождающихся на фотонных мишенях.

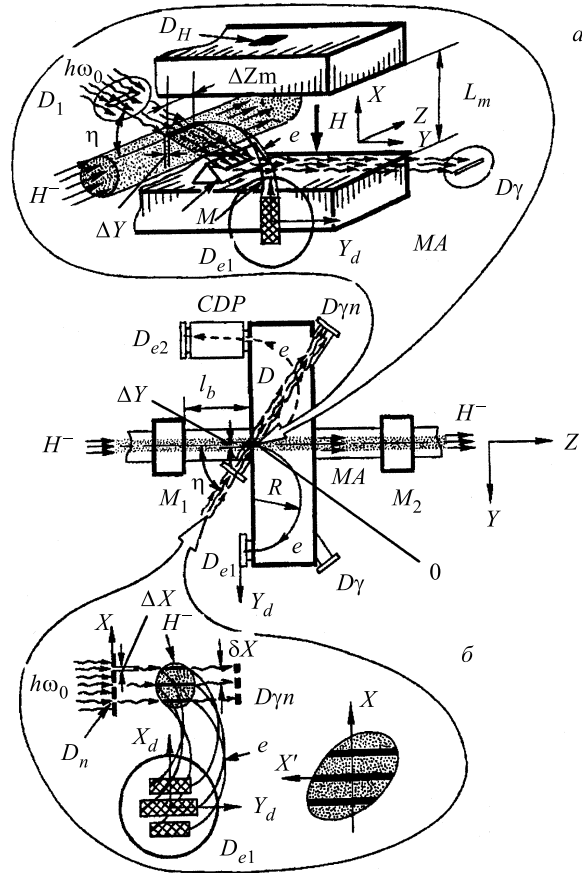


Рис. 19. Схема многофункционального устройства для невозмущающей фотоэлектронной диагностики пучка отрицательных ионов с высокой энергией

Измерение энергетического спектра и продольного эмиттansa пучка ионов осуществляется по известной для магнитных анализаторов схеме (рис. 19,а), в которой вместо диафрагирующей щели с помощью лазерного излучения формируется в плоскости  $XZ$  ленточная фотонная мишень  $O$  с требуемой пространственной локализацией  $\Delta Y$  по оси  $Y$ . Спектр ионов по энергии или импульсу восстанавливается по измеренному на детекторе  $D_{e1}$  пространственному распределению плотности потока электронов вдоль оси  $Y_d$  с учетом пространственного разрешения ( $d$ ) детектора. Электроны с требуемыми для фазового анализа импульсами достаточно оперативно выделяются диафрагмой  $D$  при изменении знака и величины магнитного поля. После предварительной юстировки диафрагирующей системы  $D_1$  и щеле-

вого детектора фотонов  $D_\gamma$  относительно анализатора контроль мощности и угловой ориентации мишени осуществляется по сигналу детектора от прошедшего через область взаимодействия излучения. Для этого оно переводится в плоскость  $YZ$  с помощью клиновидного зеркала  $M$ , расположенного в вакуумной камере на одном из магнитных полюсов анализатора. Продольный эмиттанс пучка ионов определяется по совокупности пространственных распределений выделенных электронов на детекторе  $D_{e2}$  после устройства фазовой развертки ( $CDP$ ), например, аналогичного предложенному в работе [101]. Основным его элементом является цилиндрический резонатор, нагруженный дисками, в котором возбуждаются электромагнитные колебания  $EH_{11n}$  с круговой поляризацией. При равенстве частоты вращения плоскости поляризации в  $CDP$  и рабочей частоты ВЧ-поля ускорителя распределение плотности потока электронов по длине кольца на детекторе определяет фазовый спектр соответствующих ионов в пучке. При этом степень соответствия фазовой структуры потоков ионов и электронов фотообдирки ( $\delta\Psi$ ) определяется в основном проекцией  $\Delta Z_m$  области фотонной мишени, с которой выделенные диафрагмой электроны собираются на детектор, а также разностью длин траекторий этих электронов в магнитном анализаторе из-за их углового разброса.

При работе устройства по схеме, представленной на рис. 19,б, в плоскостях, параллельных  $YZ$ , с помощью диафрагмирующих щелей  $D_n$  формируется одна, перемещаемая вдоль оси  $X$ , или несколько неподвижных ленточных фотонных мишеней с требуемой для измерений пространственной локализацией  $\Delta X$ . В последнем случае допустимое расстояние  $\delta X$  между мишенями определяется условием перекрытия распределений электронов от них на детекторе  $D_{e1}$ . Данное расположение мишеней в пространстве сводит к минимуму взаимное влияние углового и энергетического спектров электронов на их распределение вдоль оси  $X_d$  в фокальной плоскости анализатора. Численное моделирование влияния его геометрии, юстировки и краевых полей по оптимизированной программе TRANSPORT (TURTLE) показало, что в этом случае распределение электронов на детекторе  $D_{e1}$  вдоль оси  $X_d$  описывается выражением

$$X_d = AX + BX', \quad (6.1)$$

где параметры  $A$  и  $B$  определяются только характеристиками выбранного анализатора. Распределение ионов в  $(X'X)$ -фазовой плоскости,  $X$ -профиль пучка и его поперечный эмиттанс могут быть определены по измеренным вдоль оси  $X_d$  пространственным распределениям потоков электронов при контролируемых характеристиках фотонных мишеней (определяющих вероятность рождения электрона), их угловой ориентации и положения в пространстве по оси  $X$ . Данный контроль осуществляется  $n$ -канальным щелевым детектором  $D_{\gamma n}$ , где  $n$  — число формирующих диафрагм.

По результатам численного моделирования определены оптимальные характеристики устройства, при которых обеспечивается достаточная точность измерения параметров пучка. В частности, для невозмущающей диагностики пучка ионов  $H^-$  с энергией  $E_{H^-} = 600$  МэВ,  $\Delta\beta/\beta \approx \pm 10^{-3}$  и  $\Delta\theta_i \approx \pm 10^{-3}$  рад разработано устройство с  $R = 200$  мм,  $L_m = 60$  мм,  $d \approx \Delta X \approx \Delta Y \approx 0,1$  мм,  $\delta X \approx 1,5$  мм, расчетными параметрами  $A = 1$  и  $B = 0,072$  см/мрад,  $\Delta Z_m \leq 1$  мм для фазового анализа с  $\delta\Psi \approx \pm 1^0$  и  $\Delta Z_m \leq 10$  мм для измерения распределений в  $(X'X)$ -фазовом пространстве и по энергии. Величина магнитного поля анализатора электронов ( $E_e = 327$  кэВ) при этом составляет  $H = 110$  Э. Неточности юстировки и изготовления анализатора приводят к отклонению параметров  $A$ ,  $B$  и дисперсии от расчетных и могут быть учтены при его калибровке тестовым электронным пучком. Точность соответствия распределений ионов и электронов фотообдирки  $\Delta X' \approx 5 \cdot 10^{-5}$  рад и  $\Delta E_e/E_e \approx 3 \cdot 10^{-2}\%$  достигается на оптимально поляризованных фотонных мишенях при  $\eta = (41 \pm 0,5)^\circ$ , которые формируются диафрагмированием излучения Nd : ИАГ-лазера ( $\hbar\omega_0 = 1,17$  эВ) со средней импульсной плотностью мощности  $I_{\gamma|L} \leq 30$  кВт/см<sup>2</sup> в лабораторной системе отсчета. Следует отметить, что данный угол между импульсами ионов и фотонов близок к величине  $\eta_b = \arccos(\beta) \approx 38^\circ$ , при которой происходит фотообдирка в минимальном фазовом интервале (лазерный луч перпендикулярен пучку ионов в системе центра масс). Разработанный лазер излучает в удобном для диагностики квазинепрерывном режиме генерации с длительностью равномерной части импульса  $\tau_\gamma \approx 250 \div 500$  мкс, частотой  $f_\gamma \approx 1/5$  Гц и угловой расходимостью излучения  $\alpha_\gamma \approx 2 \cdot 10^{-4}$  рад, а специальное электронное устройство включает лазер согласованно с пучком ионов ( $\tau_i \approx 100$  мкс,  $f_i = 1, 100$  Гц) во времени и обеспечивает перекрытие импульсов на участке практически постоянной мощности излучения [102]. Оптимальное согласование импульсов лазера во времени осуществляется путем регулировки опережения поджига. Излучение синхронизируется с любым источником, имеющим сервисный таймер с произвольной частотой  $f \leq 2 \cdot 10^5$  Гц и длительностью импульсов, кратной 10 мкс. Частота повторения импульсов лазера определяется временем релаксации наведенных остаточных тепловых деформаций кристалла граната, приводящих к расфокусировке и падению интенсивности излучения в зоне взаимодействия [103]. Для уменьшения радиационного воздействия на активный элемент лазера предусмотрен вариант его размещения в подвальном помещении под ускорителем и транспортировки излучения до диагностического устройства с помощью зеркал. Это также упрощает доступ к отдельным элементам лазера в случае его эксплуатации при работающем ускорителе. В зависимости от выбранного режима работы устройства при дистанционном механическом вращении зеркал поляризованное излучение выборочно подается на одну из двух диафрагмирующих систем ( $D_1$  или  $D_n$ ) для формирования мишени с нужной



пространственной ориентацией. Практически 100% поляризация достигается при помощи стопы клиновидных стеклянных пластинок, расположенной в плоском резонаторе лазера под углом Брюстера к его оси. Поворот плоскости поляризации на угол  $\pi/2$  (при изменении режима работы устройства) производится путем введения кварцевой полуволновой пластины, расположенной на выходе лазера. Направление и степень поляризации излучения могут периодически контролироваться анализатором и фотодиодом с осциллографом. Для более оперативной работы устройства в разных режимах (рис. 19,а или б) могут использоваться два поочередно включаемых лазера с требуемыми пространственными ориентациями излучения и его поляризации.

Необходимая для измерений величина мощности одной ленточной мишени  $P_{\gamma|L}$  [Вт] в лабораторной системе отсчета определяется условием выделения электронов от однофотонной обдирки ионов из потока фоновых электронов, имеющих такую же среднюю энергию. Они рождаются при взаимодействии ионов  $H^-$  с компонентами остаточного газа (см. рис. 18), а также в результате двухфотонной обдирки (см. разд. 3) и лоренцевской диссоциации ионов в магнитном поле диполей. Влиянием остаточного газа можно пренебречь при выполнении условия

$$\frac{P_{\gamma|L}\sigma(\omega)(1 - \beta \cos \eta)}{4,8 \cdot 10^{-9} \hbar \omega_0 \sin \eta \cdot \beta \Delta l} \geq 3 \cdot 10^{16} \nu_e \nu_r \sigma_{-1b} P_b l_b, \quad (6.2)$$

где  $\nu_e$  — кратность превышения плотности потока информационных электронов над фоновыми на детекторе;  $\nu_r$  — коэффициент линейного уширения изображения фотонной мишени в фокальной плоскости анализатора из-за разброса электронов по углу и импульсу (зависит от типа анализатора);  $\sigma_{-1b} = \sigma_{-10|b} + \sigma_{-11|b}$  — среднее сечение обдирки ионов  $H^-$  на компонентах остаточного газа [см<sup>2</sup>];  $P_b$  — давление остаточного газа [торр];  $l_b$  — эффективная длина, с которой фоновые электроны попадают на детектор;  $\Delta l$  — поперечный к плоскости пересечения потоков фотонов и ионов  $H^-$  размер мишени ( $\Delta X$  или  $\Delta Y$ ) [см];  $\sigma^{(1)}(\omega) = 2 \cdot 10^{-16} (\hbar \omega - \varepsilon_t)^{3/2} (\hbar \omega)^{-3}$  [см<sup>2</sup>] — сечение однофотонной обдирки иона  $H^-$  вблизи порога [91–93]. При  $\nu_e \nu_r \approx 10^2$ ,  $\sigma_{-1b} \approx 6 \cdot 10^{-19}$  см<sup>2</sup>,  $l_b \approx 25$  см (расстояние между магнитом  $M1$  и анализатором  $MA$ ),  $\Delta l \approx 10^{-2}$  см и  $P_b \approx 5 \cdot 10^{-8}$  торр получаем  $P_{\gamma|L} \geq 130$  Вт. Это соответствует необходимой плотности мощности излучения лазера  $I_{\gamma|L} \geq 20$  кВт/см<sup>2</sup> при измерении профиля, поперечного эмиттанса и спектра ионов по энергии с помощью ленточных фотонных мишеней длиной  $l_\gamma \approx 6$  мм.

Для фазового анализа и измерения продольного эмиттанса при поперечном сечении зондирующей мишени  $0,1 \times 0,5$  мм, соответственно, получаем  $I_{\gamma|L} \geq 260$  кВт/см<sup>2</sup>. Такое увеличение плотности мощности излучения используемого лазера может быть достигнуто с помощью телескопа, уменьшающего в 3–4 раза поперечный размер пучка фотонов. При этом увеличивается

угловая расходимость излучения, однако она остается в несколько раз меньше величины  $\Delta\theta_i$ .

Для выбранного угла  $\eta$  с помощью выражений (5.3) и (5.4) нетрудно оценить значения максимальной и критической плотности мощности лазерного излучения в системе покоя ионов  $I_{\gamma|\max} \approx 10^{10}$  Вт/см<sup>2</sup>,  $I_{\gamma|\text{cr}} \approx 5 \cdot 10^{11}$  Вт/см<sup>2</sup>. Следует отметить что при доминирующей роли двухфотонной обдирки ионов на диагностической мишени ( $I_{\gamma} \geq I_{\gamma|\text{cr}}$ ) точность измерения параметров пучка ухудшится до значений  $\Delta X'_{|\text{cr}} \approx 3 \cdot 10^{-4}$  рад и  $\Delta E_e/E_{e|\text{cr}} \approx 2 \cdot 10^{-3}$  отн.ед.

Характерное время жизни ионов  $\text{H}^-$  в собственной системе отсчета при их движении через магнитное поле  $\vec{H}$  можно оценить с помощью выражения [104,105]:

$$\tau(F)[\text{c}] \approx (8 \cdot 10^{-14}/F) \exp(42, 6/F), \quad (6.3)$$

где  $F[\text{МВ/см}] = 0,3\gamma | [\vec{\beta} \times \vec{H}] |$ , а  $H$  выражено в кЭ. Нетрудно показать, что поля элементов  $M1$ ,  $M2$  и  $MA$  данного устройства весьма малы, чтобы вызвать лоренцевскую диссоциацию пучка. Тем не менее через индуцируемое движением электрическое поле  $F$  они влияют на процесс фотообдирки ионов  $\text{H}^-$  высокой энергии [106]. В частности, это влияние проявляется в изменении околопорогового поведения сечения сечения однофотонной обдирки  $\sigma^{(1)}(\omega, F)$ , его величины при  $\hbar\omega = \varepsilon_t$  и появлении осцилляций в функциональной зависимости от энергии фотонов, превышающей порог [106–109]. Величина данных эффектов максимальна при поляризации излучения, параллельной электрическому полю ( $\pi$ -поляризация), и может быть оценена с помощью выражения [108]

$$\sigma^{(1)}(\omega, F) \approx \begin{cases} 0,16 \cdot 10^{-17} \frac{F}{(\hbar\omega)^3} \exp[-68,3(\varepsilon_t - \hbar\omega)^{3/2}/F] \\ \text{при } \hbar\omega < \varepsilon_t, \\ \frac{21,5 \cdot 10^{-17}}{(\hbar\omega)^3} \{(\hbar\omega - \varepsilon_t)^{3/2} + 0,015F \cos[68,3(\hbar\omega - \varepsilon_t)^{3/2}/F]\} \\ \text{при } \hbar\omega > \varepsilon_t, \end{cases} \quad (6.4)$$

где  $\hbar\omega$  и  $\varepsilon_t$  выражены в электрон-вольтах, а  $F$  — в МВ/см. Плавный переход между приведенными зависимостями и более точное поведение сечения  $\sigma^{(1)}(\omega, F)$  в области  $\hbar\omega \sim \varepsilon_t$  описывается табулированной функцией, которая дает промежуточный результат между значениями (6.4) при  $\hbar\omega = \varepsilon_t \pm 0$ . Формируемая диагностическая мишень является  $\pi$ -поляризованной в варианте измерений по схеме рис. 19,а и имеет соответствующую проекцию вектора поляризации на поле  $\vec{F}$  в режиме работы устройства, представленном на рис. 19,б. В соответствии с (6.4) для выбранных  $\eta$  и  $H$  сечение увеличивается на  $\approx 20\%$ . Если в качестве нового порога фотообдирки ионов  $\text{H}^-$  в поле

$F$  принять энергию фотонов  $\hbar\omega_F = \varepsilon_t - \Delta\varepsilon_{t|F}$ , при которой  $\sigma^{(1)}(\omega_F, F) \approx \approx 0, 1\sigma^{(1)}(\varepsilon_t/\hbar, F)$ , то получим значение  $\Delta\varepsilon_{t|F}$  [эВ]  $\approx 0, 1(F$  [МВ/см]) $^{3/2}$ . С учетом значений  $W_\theta \approx 1/8$ ,  $W_e \approx 1/5$  (см. разд. 2) и фотообдирки пучка в краевом поле анализатора (см. рис. 19) уменьшение порога на эту величину приведет к ухудшению точности измерений на  $\leq 25\%$ . При необходимости отмеченные изменения можно устранить соответствующей коррекцией угла  $\eta$ . В настоящее время отсутствует информация о влиянии внешних электрического и магнитного полей на угловые и энергетические распределения электронов при однофотонной обдирке ионов  $H^-$  в лабораторной системе отсчета. Это связано со сложностью описания этого процесса в системе покоя иона при различной пространственной ориентации полей и вектора поляризации фотонов. Однако в нашем случае направление поля  $\vec{F}$  относительно плоскости взаимодействия ионов и фотонов совпадает с условием оптимальной поляризации последних. В связи с этим можно рассчитывать, что влияние краевого поля анализатора не ухудшит распределения электронов  $f(XS)$  и  $\varphi^{(1)}(P_x/P_0)$  (см. разд. 2), определяющих предельные возможности диагностики.

Таким образом, формируемая в устройстве фотонная мишень с  $I_\gamma/I_{\gamma|L} = = (\omega/\omega_0)^2 \approx 0, 44$  позволяет надежно выделять информационные электроны от однофотонной обдирки ионов  $H^-$  из фона. При этом также обеспечивается достаточно высокая точность передачи информации о пучке электронам. Относительные потери части ионов, пролетающих через область мишени при измерениях, оцениваются величиной  $\approx 2 \cdot 10^{-6}$ .

Для прецизионной работы устройства необходимо обеспечить контроль пространственного положения ленточных фотонных мишеней относительно осей  $X$  и  $Y$  с точностями  $\delta_x \approx \delta_y \leq 0, 1$  мм,  $\alpha_x \approx \alpha_y \leq 3$  мрад, а также хорошую экранировку фоновых магнитных полей ( $H_b$ ) и высокую точность ( $\delta H$ ) установки необходимого магнитного поля в анализаторе  $H_b \approx \delta H \leq 3 \cdot 10^{-4} H$ . Контроль магнитного поля с требуемой точностью может быть осуществлен, например, с помощью датчика на аморфных МИ-элементах типа генератора Колпитса [110].

Оперативность диагностики зависит от измеряемого параметра пучка и мощности сформированных фотонных мишеней. В частности, невозмущающее измерение спектра ионов по энергии (импульсу) или распределения в  $(X'X)$ -фазовой плоскости может быть реализовано за время импульса пучка ( $\tau_i \approx 100$  мкс,  $I_i \approx 50$  мА) при  $I_{\gamma|L} \approx 20$  кВт/см $^2$ . Большой импульсный поток электронов фотообдирки ( $\sim 10^9 \div 10^{10}$  е/с с одной ленточной фотонной мишени) позволяет считывать данную информацию за время  $\leq 10$  мкс. Включение детектора на данное время при последовательных измерениях, например, с дискретностью сдвига во времени  $\approx 10$  мкс относительно начала импульса пучка, дает возможность проследивать изменение данных па-

раметров вдоль импульса за время порядка минуты (10 импульсов мишени). В то же время информация о распределении ионов в  $(\Delta P_i/P_i, \Psi)$ -фазовом пространстве или продольном эмиттансе пучка не столь оперативна и при  $I_{\gamma|L} \approx 300 \text{ кВт/см}^2$  может быть получена за время  $\sim 8$  мин ( $\sim 100$  импульсов лазера). При этом потоком фоновых электронов можно пренебречь только при включении детектора на время существования фотонной мишени. В условиях ожидаемого радиационного фона это можно реализовать, например, при использовании предложенного и детально описанного в работе [111] управляемого радиационно стойкого детектора пространственного распределения импульсного потока релятивистских электронов. Значительное уменьшение времени измерения распределений ионов  $\text{H}^-$  в продольном фазовом пространстве рассмотренного выше пучка связано с поиском и разработкой других активных элементов лазера, допускающих его работу с повышенной частотой и генерацией излучения в нужном диапазоне длин волн, мощностей, длительности импульсов, а также с требуемой для формирования мишени угловой расходимостью.

## 7. ВЛИЯНИЕ ТОКА ПУЧКА ОТРИЦАТЕЛЬНЫХ ИОНОВ НА ЕГО ДИАГНОСТИКУ ПО ЭЛЕКТРОНАМ ОБДИРКИ

Как отмечалось выше, достаточно высокая точность диагностики пучка отрицательных ионов по электронам обдирки достигается при его зондировании лазерным излучением оптимальной поляризации. Однако передаваемая электронам информация может искажаться в диагностическом устройстве на этапе вывода из пучка. Величина и характер искажения зависят от типа устройства и обусловлены двумя причинами. Первая связана с несовершенством устройства и может быть учтена при его калибровке тестовым электронным пучком. Другая обусловлена влиянием электромагнитного поля пучка ионов на измеряемые анализатором характеристики потока электронов. В данном разделе на основе работы [112] проведен анализ этого эффекта для  $180^\circ$  магнитного анализатора с однородным полем различной величины. При формировании зондирующей мишени на границе поля данный анализатор обеспечивает необходимые измерения и минимальное время нахождения носителей информации в области эффективного поля пучка (см. разд. 6).

Движение электрона в электромагнитном  $(\vec{E}_t, \vec{H}_t)$ -поле описывается дифференциальным уравнением для импульса во времени  $t$ :

$$\frac{d\vec{P}}{dt} = e\vec{E}_t + \frac{e}{C}[\vec{V} \times \vec{H}_t], \quad (7.1)$$

где  $e$ ,  $\vec{P}$  и  $\vec{V}$  — заряд, импульс и скорость электрона в единицах СГСЭ. Последние величины связаны друг с другом через его массу известными соот-

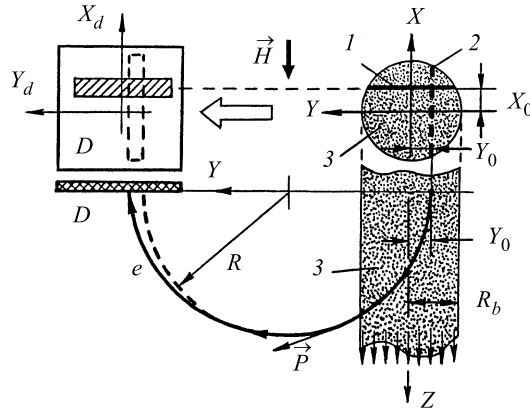


Рис. 20. Схема измерений параметров пучка отрицательных ионов по электронам обдирки

ношениями:  $\vec{P} = \gamma m_e \vec{V}$ ,  $\gamma = (1 - \beta^2)^{-0,5}$  и  $\beta = |\vec{V}| / C$ . Для анализируемой ситуации величины  $\beta$  и  $\gamma$  совпадают с релятивистскими параметрами пучка. Вывод и анализ электронов для двух вариантов положения мишени (1 и 2) схематически представлены на рис. 20. В модели бесконечного равномерно заряженного цилиндра с радиусом  $R_b$  на участке диагностики пучка (3) с током  $I_i$  существуют только радиальная  $F_{br}$  и аксиальная  $H_{b\theta}$ -компоненты его электрического и магнитного полей:

$$F_{br}(r) = \frac{2I_i}{\beta C R_b^2} \begin{cases} r, & \text{при } r \leq R_b \\ R_b^2 / r, & \text{при } r > R_b, \end{cases}$$

$$H_{b\theta}(r) = \beta F_{br}(r), \quad (7.2)$$

где  $r$  — расстояние от оси пучка. Будем полагать, что магнитное поле  $\vec{H}$  анализатора направлено параллельно оси  $X$ . Тогда для представляющих интерес проекций импульса электрона  $P_x$  и  $P_y$  с первоначальными координатами  $X_0$  и  $Y_0$  получаются следующие уравнения:

$$\frac{dP_x}{dY} = FO(Y)X_0; \quad \frac{dP_y}{dY} = FO(Y)Y - \frac{eH(R - Y + Y_0)}{C\sqrt{2R(Y - Y_0) - (Y - Y_0)^2}}; \quad (7.3)$$

$$FO(Y) = \frac{2eRT_i}{C^2\sqrt{2R(Y - Y_0) - (Y - Y_0)^2}} \left( \frac{1}{\beta^2} - \frac{R - Y + Y_0}{R} \right) \times$$

$$\times \begin{cases} 1, & \text{при } |Y| \leq \sqrt{1 - X_0^2} \\ (X_0^2 + Y^2)^{-1}, & \text{при } |Y| > \sqrt{1 - X_0^2}, \end{cases}$$

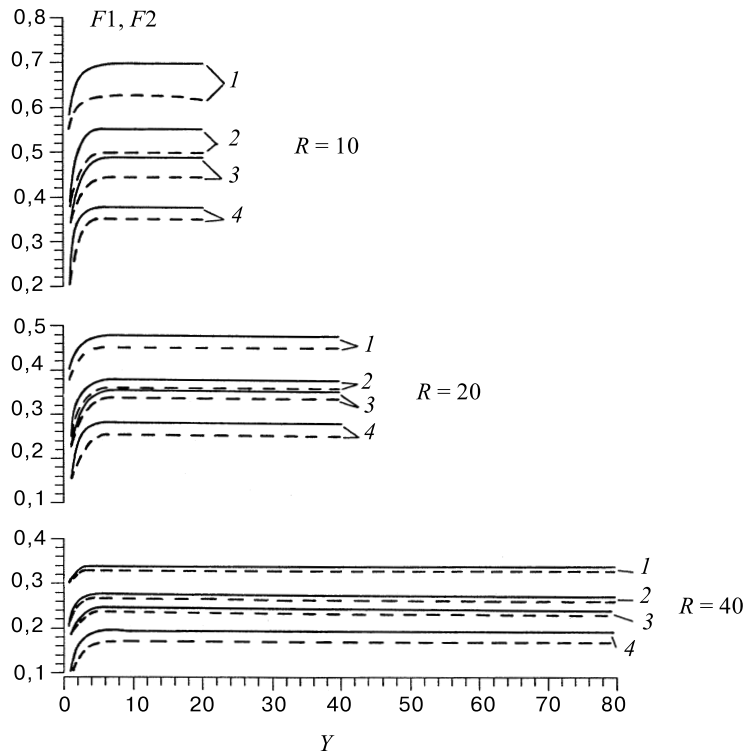


Рис. 21. Функции  $F1(Y)$  (сплошные линии) и  $F2(Y)$  (пунктирные линии) для различных значений  $R$ ,  $X_0$  и  $Y_0$ : 1 —  $X_0 = \pm 0,7$ ,  $Y_0 = -0,7$ ; 2 —  $X_0 = \pm 0,25$ ,  $Y_0 = 0,25$ ; 3 —  $X_0 = \pm 0,7$ ,  $Y_0 = 0,25$ ; 4 —  $X_0 = \pm 0,7$ ,  $Y_0 = 0,7$

где учтена связь между  $t$ ,  $Y$  и  $\beta$  на не возмущенной пучком полукруговой траектории электронов радиусом  $R = \gamma\beta m_e C / eHR_b$ . При этом величины  $R$ ,  $Y$ ,  $X_0$  и  $Y_0$  выражены в относительных единицах к радиусу пучка. Численные решения этих уравнений для составляющих импульса электрона, обусловленных действием тока пучка, имеют вид

$$P_x(Y) = \frac{2eI_i}{C^2} X_0 R [F1(Y)/\beta^2 - F2(Y)] \quad (7.4)$$

и

$$P_{yb}(Y) = \frac{2eI_i}{C^2} R [F3(Y)/\beta^2 - F4(Y)]. \quad (7.5)$$

Функции  $F1(Y)$ ,  $F2(Y)$ ,  $F3(Y)$  и  $F4(Y)$  для  $Y \geq 1$  и некоторых значений  $R$ ,  $X_0$  и  $Y_0$  представлены на рис. 21, 22.

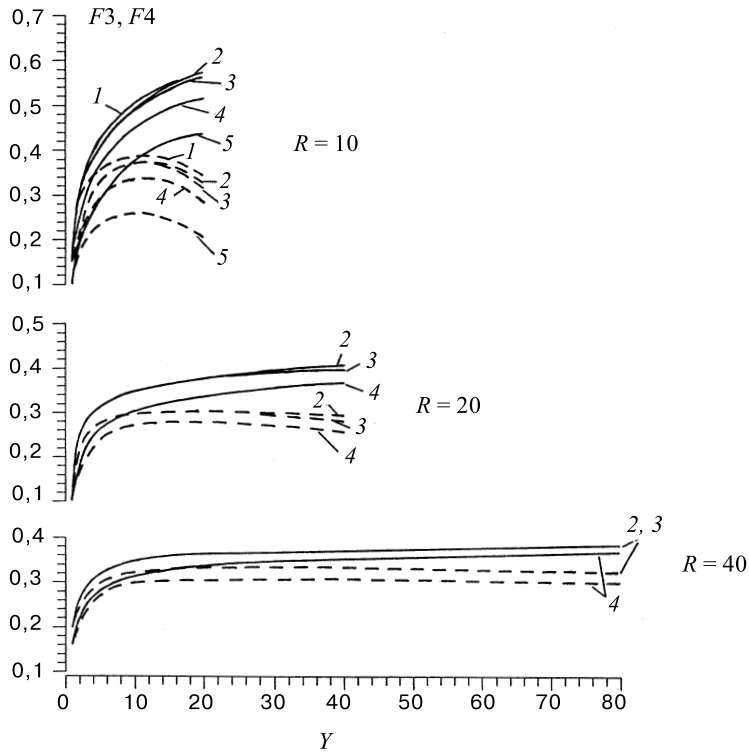


Рис. 22. Функции  $F3(Y)$  (сплошные линии) и  $F4(Y)$  (пунктирные линии) для различных значений  $R$ ,  $X_0$  и  $Y_0$ : 1 —  $X_0 = \pm 0,7$ ,  $Y_0 = 0,25$ ; 2 —  $X_0 = 0$ ,  $Y_0 = 0$ ; 3 —  $X_0 = \pm 0,25$ ,  $Y_0 = 0$ ; 4 —  $X_0 = \pm 0,7$ ,  $Y_0 = 0$ ; 5 —  $X_0 = \pm 0,7$ ,  $Y_0 = -0,25$

В рассматриваемом устройстве характеристики пучка в  $(X'X)$ -фазовой плоскости определяются по распределениям плотности электронов вдоль оси  $X_d$  на детекторе  $D$  при различных координатах  $X_0$  зондирующей мишени  $I$ . В связи с тем, что зависимости  $F1(Y)$  и  $F2(Y)$  быстро выходят на асимптотику, влияние пучка на эти измерения характеризуется величиной  $\delta X'_b = P_{x|\max}(X_0, Y_0) / \gamma \beta m_e c$ . Максимальное значение  $P_{x|\max} / I_i$  для данного  $R$  выбирается среди нормированных на ток асимптотик выражения (7.4) для различных координат электронов  $X_0$  и  $Y_0$  по сечению пучка. При допустимых возмущениях  $\delta X'_b \approx 2 \cdot 10^{-4}$  рад и  $\beta = 0,79$  ( $E_{H-} = 600$  МэВ) это соответствует максимальным токам  $I_i \approx 400$  мА при  $R = 40$  и  $I_i \approx 550$  мА при  $R = 20$ . Для нерелятивистских ионов влияние пучка проявляется быстрее и вызывает возмущение  $\delta X'_b \approx 10^{-3}$  рад уже при токах  $I_i \approx 3$  мА для  $\beta = 0,12$  ( $E_{H-} = 7$  МэВ) и  $R = 10$ .

Возмущение импульса  $P_{yb}$  из-за воздействия поля пучка проявляется в дополнительном смещении координаты  $Y_d$  электрона на детекторе при фиксированном положении мишени 2. В случае малого отклонения траектории электронов от полуокружности радиуса  $R$  это приводит к следующей погрешности в определении величины импульса:

$$\frac{\delta P}{P} = \frac{eRI_i}{\beta\gamma m_e C^3} \int_{Y_0}^{2R+Y_0} \frac{F3(Y)/\beta^2 - F4(Y)}{\sqrt{2R(Y - Y_0) - (Y - Y_0)^2}} dY. \quad (7.6)$$

Численное интегрирование этого выражения, например, для мишени с  $Y_0 = 0$  и различных  $X_0$  приводит к максимальным токам пучка  $I_i \approx 200$  мА ( $R = 40$ ) и  $I_i \approx 300$  мА ( $R = 20$ ) при  $\beta = 0,79$  и допустимом возмущении  $\delta P/P \approx 2 \cdot 10^{-4}$ . В нерелятивистском случае с  $\beta = 0,12$  получаем  $I_i \approx 5$  мА при  $R = 10$  и  $\delta P/P \approx 2 \cdot 10^{-3}$ .

Следует отметить, что более детальное изучение рассмотренных эффектов для других радиальных зависимостей плотности тока ионов, с учетом начальных распределений электронов по углу и импульсу, требует сложного численного моделирования из-за различной симметрии полей пучка и анализатора.

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Представленные результаты и проведенный выше анализ показывают, что метод невозмущающей диагностики пучка отрицательных ионов по электронам от околороговой однофотонной обдирки и рассмотренное многофункциональное устройство для его реализации могут быть с успехом использованы для достаточно интенсивных релятивистских пучков  $H^-$ , например, в существующих мезонных фабриках или в проектируемых ускорителях для электроядерного способа получения энергии и трансмутации радиоактивных отходов [7–10].

В заключение автор выражает глубокую благодарность всем коллегам из Сухумского физико-технического института, Института ядерных исследований РАН (Троицк) и Объединенного института ядерных исследований, которые своим творческим трудом и поддержкой способствовали получению приведенных результатов на различных этапах разработки описанного метода диагностики.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Димов Г.И., Дудников В.Г. — Физика плазмы, 1978, т.4, с.692.
2. Post D.E. — In: Atomic and Molecular Physics of Controlled Thermonuclear Fusion (Eds. C.J. Joachain and D.E. Post). Plenum, New York, 1983.



3. **Brandsen B.H.** — Nucl. Instr. and Meth., 1987, v.B24/25, p.377.
4. **Дьячков Б.А.** — В сб.: Труды 10-го Совещания по электростатическим ускорителям (Обнинск, 26–28 ноября 1991), Обнинск, 1992, с.162.
5. **Isler R.C.** — Plasma Phys. and Contr. Fusion, 1994, v.36, p.171.
6. **Burgerjon J.J.** — Nucl. Instr. and Meth., 1985, v.B10/11, p.951.
7. **Martin S., Planner C.W.** — In: Proc. of the Third Europ. Part. Accel. Conf. (Berlin, 24–28 March 1992), Berlin, 1992, v.1, p.435.
8. **Jason A.J., Woods R.** — In: Proc. of the Fourth Europ. Part. Accel. Conf. (London, 27 June - 1 July 1994), London, 1994, v.3, p.2684.
9. **Mizumoto M., Kusano J. et al.** — In: Proc. of the 18th Intern. Linear Accel. Conf. (Geneva, 26-30 August 1996), Geneva, 1996, v.2, p.592.
10. **Wangler T.P., Billen J. et al.** — In: Proc. of the 18th Intern. Linear Accel. Conf. (Geneva, 26-30 August 1996), Geneva, 1996, v.2, p.749.
11. **Ishikava J., Tsuji H. et al.** — Nucl. Instr. and Meth., 1995, v.B96, p.7.
12. **Gullickson R.L.** — Nucl. Instr. and Meth., 1987, v.B24/25, p.730.
13. **Будтов А.А. и др.** — В кн.: Труды 12-го Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц (Москва, 3–5 октября 1990), Дубна, ОИЯИ, 1992, т.2, с.110.
14. **Mc Kenzie-Wilson R.B.** — Nucl. Instr. and Meth., 1991, v.B56/57, p.987.
15. **Горшков О.А., Коротеев А.С.** — В кн.: Двигатели и энергетические установки (научно-технический сборник), НИИТП, 1993, с.93.
16. **Ворогушин М.Ф., Гавриш Ю.Н., Сидоров А.В.** — В кн.: Труды 14-го Совещания по ускорителям заряженных частиц (Протвино, 25–27 октября 1994), Протвино, 1995, т.2, с.269.
17. **Clarke-Gayther M.A., Borden A.I., Allen G.M.** — In: Proc. of the Fourth Europ. Part. Accel. Conf. (London, 27 June -1 July 1994), London, 1994, v.2, p.1634.
18. **Москалев В.А., Сергеев Г.И., Шестаков В.Г.** — Измерение параметров пучков заряженных частиц. М.: Атомиздат, 1980.
19. **Cottingham W.B., Boicourt G.P. et al.** — IEEE Trans. on Nucl. Science, 1985, v.NS-32, p.1871.
20. **Connolly R.C., Johnson K.F., Sandoval D.P., Yuan V.W.** — Nucl. Instr. and Meth., 1992, v.A312, p.415.
21. **Stephen L., Kramer D., Read Moffett** — IEEE Trans. on Nucl. Science, 1981, v.NS-28, p.2174.
22. **Connolly R.C., Sandoval D.P.** — In: IEEE Part. Accel. Conf. (San Francisco, 6–9 May 1991), v.2, p.1237.
23. **Yuan V.W., Connolly R.C. et al.** — Nucl. Instr. and Meth., 1993, v.A329, p.381.
24. **Ковалов Р.Л., Маргарян Ю.Л., Папян Г.А., Чубарян Г.Г.** — ВАНТ, сер: Общая и ядерная физика, 1988, вып.3(43), с.43.
25. **Feschenko A.V., Ostroumov P.N.** — In: Proc. of the 1986 Linac. Conf. (Stanford, 2–6 June), p.323.
26. **Mikhailov V.G., Iudin L.I. et al.** — In: Proc. of the Fourth Europ. Part. Accel. Conf. (London, 27 June - 1 July 1994), London, 1994, v.2, p.1743.

27. **Tron A.M.** — In: Proc. of the 2nd Europ. Workshop on Beam Diagnostics and Instr. for Part. Accel. (Travemunde, 28-31 May 1995), p.60.
28. **Birukov I.N., Mirzojan A.N., Ostroumov P.N., Petronevich S.A.** — In: Proc. of the Third Europ. Part. Accel. Conf., Berlin, 1992, v.2, p.1109.
29. **Васильев П.Б., Тронь А.М.** — В кн.: Линейные ускорители и физика пучков заряженных частиц. М.: МИФИ, 1991, с.63.
30. **Duncan M.M., Menendez M.G.** — Phys. Rev., 1977, v.A16, p.1799.
31. **Geballe R., Risley J.S.** — In: Electron. and Atom. Collis. Abstr. Pap. 8-ICPEAC, Beograd, 1973, v.2, p.834.
32. **Duncan M.M., Menendez M.G.** — Phys. Rev., 1979, v.A19, p.49.
33. **Menendez M.G., Duncan M.M.** — Phys. Rev., 1979, v.A20, p.2327.
34. **Duncan M.M., Menendez M.G.** — Phys. Rev., 1981, v.A23, p.1085.
35. **Macek J., Menendez M.G., Duncan M.M.** — Phys. Rev., 1984, v.A29, p.516.
36. **Kaminsky A.K., Meshcherov R.A., Popova M.I., Sazhin V.D.** — Nucl. Instr. and Meth., 1981, v.180, p.231.
37. **Menendez M.G., Duncan M.M.** — Phys. Rev. Lett., 1978, v.40, p.1642.
38. **Duncan M.M., Menendez M.G., Hopkins J.L.** — Phys. Rev., 1984, v.A30, p.655.
39. **Esaulov V.A., Greuard J.P. et al.** — J. Phys., 1984, v.B17, p.1855.
40. **Crawford O.H.** — Phys. Lett., 1984, v.A104, p.25.
41. **Alton C.D., Compton R.N., Regg D.J.** — Phys. Rev., 1985, v.A31, p.2129.
42. **Аваков Г.В., Блохинцев Л.Д., Крекотень С.П., Савин Д.А.** — В кн.: Тез. докл. 10-й Всесоюзной конф. по физике электр. и атомн. столкновений, Ужгород, 1988, т.2, с.114.
43. **Тронь А.М.** — В кн.: Труды 6-го Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц (Дубна, 11–13 октября 1978), Дубна, ОИЯИ, 1979, т.2, с.105.
44. **Тронь А.М., Фещенко А.В.** — В кн.: Труды 7-го Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц (Дубна, 14–16 октября 1980), Дубна, ОИЯИ, 1981, т.2, с.125.
45. **McCrory E.S., Schmidt C.W., Feschenko A.V.** — In: Proc. of the LINAC-92 (Ottawa, 24-28 August 1992), p.662.
46. **Артемов А.С., Геворков А.К.** — Отчет СФТИ, Сухуми, 1984.
47. **Артемов А.С., Геворков А.К.** — Авт. свид. No.263428 (СССР, з.N.3143559/3143560), МКИ H05H7/00, 1986.
48. **Artimov A.S., Vaganov N.G. et al.** — In: IEEE Part. Accel. Conf. (San Francisco, California, 6-9 May 1991), 1991, v.3, p.1573. In: Production and Neutralization of Negative Ions and Beams: Sixth Intern. Symposium (Upton, New York, 1992), 1992, p.592.
49. **Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.** — Механика. М.: Наука, ГФМЛ, 1965.
50. **Dixit S.N., Lambropoulos P.** — Phys. Rev., 1983, v.A27, p.861.
51. **Cooper J., Zare R.N.** — J. Chem. Phys., 1968, v.48, p.942.
52. **Walker T.E.H., Waber J.T.** — J. Phys., 1973, v.B6, p.1165.
53. **Собельман И.И.** — Введение в теорию атомных спектров. М.: Гос. изд-во физ-мат. лит., 1963.
54. **Амусья М.Я.** — Атомный фотоэффект. М.: Наука, ГФМЛ, 1987.
55. **Manson S.T., Starace A.F.** — Rev. Mod. Phys., 1982, v.54, p.389.

56. **Moores D.L., Norcross D.W.** — Phys. Rev., 1974, v.A10, p.1646.
57. **Kasdan A., Lineberger W.C.** — Phys. Rev., 1974, v.A10, p.1658.
58. **Gribakin G.F., Gribakina A.A., Gul'tsev B.V., Ivanov V.K.** — J. Phys., 1992, v.B25, p.1757.
59. **Saha H.P., Compton R.N.** — Phys. Rev. Lett., 1990, v.64, p.1510.
60. **Hanstorp D., Bengtsson C., Larson D.J.** — Phys. Rev., 1989, v.A40, p.670.
61. **Артемов А.С., Авидзба А.А.** — Препринт СФТИ-90-17, М.: ЦНИИатоминформ, 1990.
62. **Артемов А.С., Авидзба А.А., Варгазарян А.С.** — Препринт ОИЯИ, Р9-96-146, Дубна, 1996.
63. **Анциферов В.В., Батурич В.А., Дремин Г.И.** — ЖТФ, 1993, т.63, с.21.
64. **Балдин А.М., Гольданский В.И., Максименко В.М., Розенталь И.Л.** — Кинематика ядерных реакций. М.: Атомиздат, 1968.
65. **Артемов А.С., Авидзба А.А.** — Сообщение ОИЯИ, Р9-93-431, Дубна, 1993.
66. **Radojevic' V., Kelly H.P., Johnson W.R.** — Phys. Rev., 1987, v.A35, p.2117.
67. **Bryant H.C., Donahue J.B. et al.** — Nucl. Instr. and Meth., 1991, v.B56/57, p.205.
68. **Казаков А.Е., Федоров М.В.** — ЖЭТФ, 1982, т.83, с.2035.
69. **Andrjushin A.I., Fedorov M.V., Kazakov A.E.** — J. Phys., 1984, v.B17, p.3469.
70. **Haan S.L., Cooper J.** — J. Phys., 1984, v.B17, p.3481.
71. **Войткив А.Б., Паздзерский В.А.** — Оптика и спектроскопия, 1986, т.61, с.1184.
72. **Kuklinski J.R., Lewenstein M.** — J. Phys., 1987, v.B20, p.1387.
73. **Киян И.Ю., Крайнов В.П.** — ЖЭТФ, 1989, т.96, с.1606.
74. **Головинский П.А., Киян И.Ю.** — УФН, 1990, т.160, с.97.
75. **Головинский П.А., Киян И.Ю.** — Оптика и спектроскопия, 1985, т.59, с.988.
76. **Bebb H.B., Gold A.** — Phys. Rev., 1966, v.143, p.1.
77. **Артемов А.С., Авидзба А.А., Варгазарян А.С.** — В кн.: Труды 13-го совещания по ускорителям заряженных частиц (Дубна, 13-15 октября 1992), Дубна, ОИЯИ, Д9-92-455, 1993, т.2, с.256.
78. **Artiomov A.S., Avidzba A.A., Vartazarian A.S.** — Nucl. Instr. and Meth., 1993, v.A328, p.408.
79. **Демков Ю.Н., Островский В.Н.** — Метод потенциалов нулевого радиуса в атомной физике. Л.: Из-во ЛГУ, 1975.
80. **Hall J.L., Siegel M.W.** — J. Chem. Phys., 1968, v.48, p.943.
81. **Мессис Г.** — Отрицательные ионы. Пер. с англ. М.: Мир, 1979.
82. **Adelman S.A.** — J. Phys., 1973, v.B6, p.1986.
83. **Crance M., Aumar M.** — J. Phys., 1985, v.B18, p.3529.
84. **Geltman S.** — Phys. Rev., 1991, v.A43, p.4930.
85. **van der Hart H.W.** — Phys. Rev., 1994, v.A50, p.2508.
86. **Манаков Н.Л., Преображенский М.А., Рапопорт Л.П.** — ЖЭТФ, 1978, т.75, с.1243.
87. **Reiss H.R.** — Phys. Rev., 1980, v.A22, p.1786.
88. **Головинский П.А., Зон Б.А.** — Изв. АН СССР, сер: физическая, 1981, т.45, с.2305.
89. **Becker W., Long S., McIver J.K.** — Phys. Rev., 1990, v.A42, p.4416.

90. **Wigner E.P.** — Phys. Rev., 1948, v.73, p.1002.
91. **Armstrong B.H.** — Phys. Rev., 1963, v.131, p.1132.
92. **Bryant N.C., Butterfield K.B. et al.** — In.: Proc. of the 7th Intern. Conf. on Atom. Phys. (Cambridge, 4–8 August 1980), New York, London, 1981, p.29.
93. **Lykke K.R., Murray K.K., Lineberger W.C.** — Phys. Rev., 1991, v.A43, p.6104.
94. **Geltman S.** — Phys. Rev., 1990, v.A42, p.6958.
95. **Laughlin C., Shin-I Chu** — Phys. Rev., 1993, v.A48, p.4654.
96. **Кучиев М.Ю., Шейнерман С.А.** — УФН, 1989, т.158, с.353.
97. **Blondel C., Delsart C.** — Laser Phys., 1993, v.3, p.699.
98. **Nicolaides C.A., Mercouris Th., Picingos N.A.** — J. Phys., 1990, v.B23, p.L669.
99. **Artemov A.S.** — Preprint JINR, E9-96-200, Dubna, 1996. In: Proc. of the 5th Europ. Part. Accel. Conf. (Sitges/Barcelona, 10-14 June 1996), 1996, v.2, p.1654.
100. **Артемов А.С., Калягин В.А.** — Диагностическое устройство (техническая документация 1.248.00.000), СФТИ, Сухуми, 1991;  
**Артемов А.С., Анциферов В.В.** — Препринт ОИЯИ, 39-99-182, Дубна, 1999.
101. **Злуницын Э.С., Зыков А.И., Крамской Г.Д., Кушнир В.А.** — ВАНТ, сер. Техн. физ. экспер., 1986, с.37.
102. **Анциферов В.В., Артемов А.С. и др.** — Лазер Nd: ИАГ (техническое описание и инструкция по эксплуатации), СФТИ, Сухуми, 1991.
103. **Мезенов А.В., Сомс Л.Н., Степанов А.И.** — Термооптика твердотельных лазеров. Л.: Машиностроение, 1986.
104. **Stinson G.M., Olsen W.C. et al.** — Nucl. Instr. and Meth., 1969, v.74, p.333.
105. **Друкарев Г.Ф., Монозон Б.С.** — ЖЭТФ, 1971, т.61, с.956.
106. **Fabrikant I.I.** — Phys. Rev., 1991, v.A43, p.258.
107. **Stewart J.E., Bryant H.C. et al.** — Phys. Rev., 1988, v.A38, p.5628.
108. **Du M.L., Delos J.B.** — Phys. Rev., 1988, v.A38, p.5609.
109. **Bo Gao, Starace A.F.** — Phys. Rev., 1990, v.A42, p.5580.
110. **Uchiyama T., Mohri K.** — J. Magn. Soc. Jap., 1995, v.19, p.469.
111. **Артемов А.С.** — Сообщение ОИЯИ, P13-97-247, Дубна, 1997.
112. **Артемов А.С.** — Сообщение ОИЯИ, P9-97-94, Дубна, 1997.