

Développement d'une source X picoseconde accordable par rétrodiffusion Compton dans le domaine 10 à 100 keV sur l'installation ELSA du CEA-DAM

V. Le Flanchec¹, P. Balleyguier¹, A. Bayle¹, A. Binet¹, J.-P. Nègre¹
et A.-S. Chauchat²

¹ CEA, DAM, DIF, 91297 Arpajon, France

² THALES, 160 Boulevard de Valmy, 92700 Colombes, France

Résumé. Sur l'installation ELSA du CEA-DAM, des électrons sont accélérés jusqu'à 19 MeV pour produire du rayonnement X par Bremstrahlung. Une nouvelle source est en développement pour produire des impulsions X picosecondes accordables dans le domaine spectral 10–100 keV, basée sur la diffusion Compton. Pour optimiser le nombre de photons X produits et atteindre le haut de l'intervalle spectral proposé, ELSA vient de débiter une évolution pour produire des électrons d'énergie cinétique plus élevée, proche de 40 MeV.

1. INTRODUCTION

On assiste depuis plusieurs années à l'émergence de plusieurs sources X par effet Compton en vue d'applications variées telles que la cristallographie, l'imagerie médicale, le traitement de certains cancers, l'étude et la caractérisation d'œuvres d'art, ou encore, dans le cas qui concerne plus particulièrement les activités du CEA-DAM, l'étude et la caractérisation de diagnostics X-durs rapides. Même si ce besoin est en partie couvert par les grandes installations synchrotron, de plus en plus de laboratoires aimeraient disposer de sources X compactes et plus facilement accessibles. Dans cet esprit sont nés en France des projets tels que THOMX [1], mené par le Laboratoire de l'Accélérateur Linéaire à Orsay, ou encore le projet de source que nous présentons ici, en développement sur l'installation ELSA (Electrons et Laser pour des Sources Alternatives) du CEA-DAM [2–4].

Sur ELSA, qui est à la base un accélérateur linéaire de 19 MeV délivrant quotidiennement des rayonnements X produits par rayonnement de freinage, l'idée est de faire interagir des paquets d'électrons d'énergie cinétique élevée avec des paquets de photons issus d'un laser fortement amplifié en contre-propagation pour émettre un faisceau faiblement divergent de photons X. C'est l'effet Compton inverse (Figure 1).

L'intérêt de cette source très directive réside d'une part dans la possibilité de fournir des impulsions brèves en régime mono-coup, ce qui est indispensable pour étalonner les détecteurs rapides tels que caméras à balayage de fente X et caméras à imagerie intégrale X, et d'autre part dans l'accès qu'elle procure à un domaine spectral dur accordable au-delà de 10 keV, le tout sur une installation de taille relativement modeste.

Il sera de plus possible de fonctionner en mode récurrent avec des paquets de plusieurs centaines d'impulsions répétés à une cadence de 1 à 10 Hz, ce qui peut convenir à des utilisateurs plus intéressés par la dose délivrée et l'accordabilité que par la brièveté des impulsions.

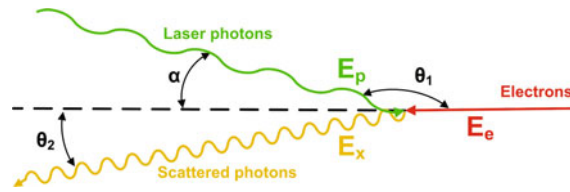


Figure 1. Principe de la diffusion Compton.

Cet article rappelle les premiers résultats expérimentaux de cette source Compton sur ELSA et détaille les développements en cours consistant à accroître l'énergie cinétique des électrons pour optimiser son rendement et étendre sa gamme spectrale aux alentours de 100 keV.

2. GÉNÉRATION D'X PAR DIFFUSION COMPTON INVERSE

Dans le processus de diffusion Compton inverse, des électrons accélérés ultra-relativistes rencontrent des photons visibles ou proches du domaine visible, IR ou UV sous un angle d'incidence θ_i (Figure 1). Il en résulte un cône d'émission dont l'axe coïncide avec l'axe de propagation des électrons et dont l'ouverture est directement liée à l'inverse du facteur relativiste γ des électrons. En collision quasi-frontale, l'énergie E_X des photons diffusés s'exprime en fonction de γ et de l'énergie E_p des photons :

$$E_X \approx 4\gamma^2 E_p. \quad (1)$$

Le nombre de photons X peut s'exprimer sous la forme suivante :

$$N_X = \frac{N_e N_p \sigma_{th} \eta}{S} \quad (2)$$

où N_X est le nombre de photons produits, N_e le nombre d'électrons, N_p le nombre de photons mis en jeu dans l'interaction, σ_{th} la section efficace de diffusion Thomson, S la surface moyenne d'interaction, dépendante de la taille des faisceaux, η un facteur de rendement inférieur à l'unité, regroupant tous les termes venant dégrader le recouvrement idéal des faisceaux (angle de collision, répartition inhomogène, défauts d'alignement).

3. ÉTUDE EXPÉRIMENTALE PRÉLIMINAIRE D'UNE SOURCE COMPTON SUR ELSA

L'installation ELSA est dévolue à la production de rayonnement X et d'électrons pour divers besoins expérimentaux du CEA-DAM. D'autres utilisateurs de laboratoires extérieurs sont cependant amenés à en faire usage et y sont accueillis quand le planning le permet. Elle délivre des paquets d'impulsions appelés « macro-impulsions » à une fréquence typique de 1 Hz (jusqu'à 10 Hz au maximum). Ces macro-impulsions de plusieurs microsecondes sont constituées d'impulsions brèves de durée 12,7 ps rms, répétées à une fréquence de 72 MHz.

Les électrons sont produits par une photocathode éclairée par un laser, puis accélérés à 19 MeV par des cavités radio-fréquence à 433 MHz. Ils passent par un demi-tour magnétique (Figure 2). Ils sont alors amenés jusqu'à la chambre d'expérience, puis focalisés au point d'interaction noté L1 sur la figure 2. Les photons X qui sont générés par diffusion Thomson se propagent dans l'axe du faisceau d'électrons (dévies de l'axe vers une coupe de Faraday par un électro-aimant) puis traversent une fenêtre en béryllium, vers les systèmes de détection X.

Le faisceau de photons provient d'une dérivation de la chaîne laser utilisée pour illuminer la photocathode. L'oscillateur Nd:YVO₄ produit un train d'impulsions fortement amplifié par des amplificateurs Nd:YAG, puis doublé en fréquence dans un cristal de KTP. La structure temporelle des électrons découlant directement de celle du laser, le seul paramètre longitudinal à régler est le décalage entre

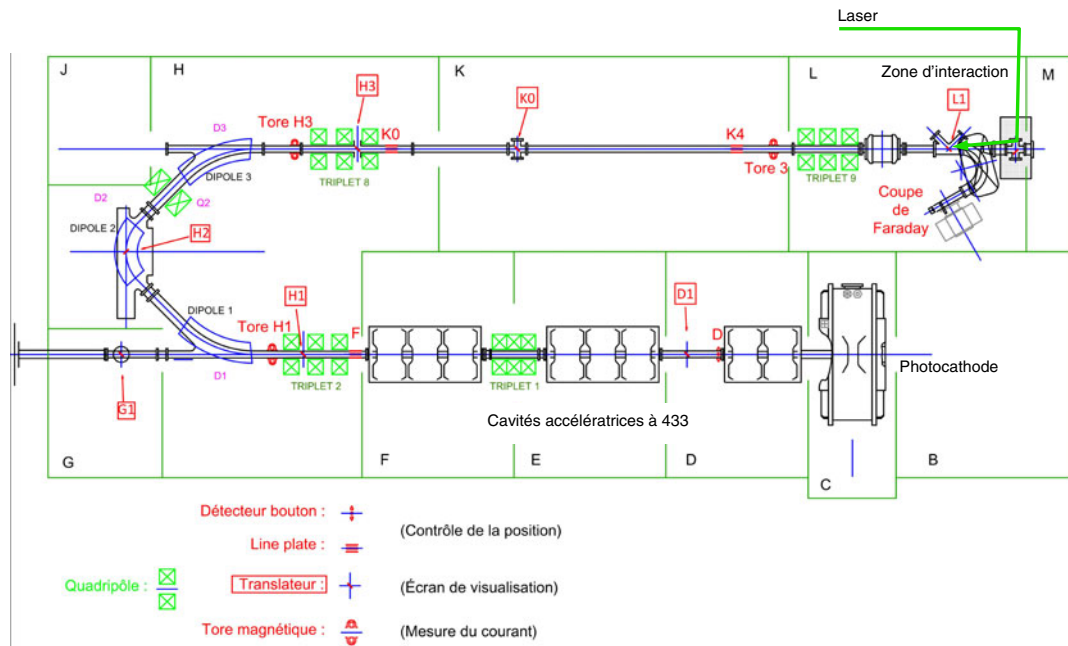


Figure 2. Schéma de l'installation ELSA.

l'arrivée des photons et des électrons au point d'interaction à l'aide d'un système de retard optique ajustable comportant un prisme en toit monté sur une platine de translation micrométrique [5].

Le bon recouvrement des faisceaux est vérifié à l'aide d'une caméra CCD pour les aspects transverses et à l'aide d'une caméra à balayage de fente pour les aspects temporels. À cet effet, un biseau en aluminium est inséré au moment du réglage du faisceau, pour permettre l'observation simultanée du faisceau d'électrons (par rayonnement de transition optique) et du faisceau laser.

Lors de nos premières expériences, nous avons utilisé des écrans radio-luminescents à mémoire (ERLM) qui nous ont permis d'accumuler le résultat de nombreux tirs de manière à révéler plus facilement la présence des premiers photons de 10 keV [6]. Par la suite, nous avons exploité l'émission spontanée des écrans, mesurée en temps réel par un photo-multiplicateur [7]. Les signaux obtenus par ce système de détection sont reproduits sur la figure 3. Sans la présence du laser, on détecte un signal provoqué par la présence de rayonnement parasite dû aux électrons du halo interagissant avec le tube à vide de l'accélérateur. Avec la présence du laser, le signal correspondant aux photons X Compton apparaît. L'utilisation des ERLM en mode métastable permet d'obtenir une image du faisceau en sortie du système et de mesurer la divergence du faisceau : 10 mrad rms (valeur théorique rms : $1 / 2, 8\gamma$, soit 10,4 mrad rms).

Le nombre de photons obtenu lors de cette expérience détaillée dans la référence [7] est de $1,2 \cdot 10^4$ par macro-impulsion de $1,38 \mu\text{s}$ dans un cône de demi-angle 10 mrad, et de $3 \cdot 10^4$ par macro-impulsion dans un cône de demi-angle 24 mrad. Chaque macro-impulsion comptait 100 impulsions de 12,7 ps rms. La charge électronique par impulsion était de 0,24 nC et l'énergie laser de 0,7 mJ.

4. OBJECTIF VISÉ

L'objectif principal, visé pour les applications d'étude de détecteurs rapides, est un fonctionnement en mono-coup, avec un flux de 10^{18} ph/s/cm² au niveau de ces détecteurs. Cela représente plusieurs ordres de grandeur par rapport aux toutes premières expériences de faisabilité que nous venons de

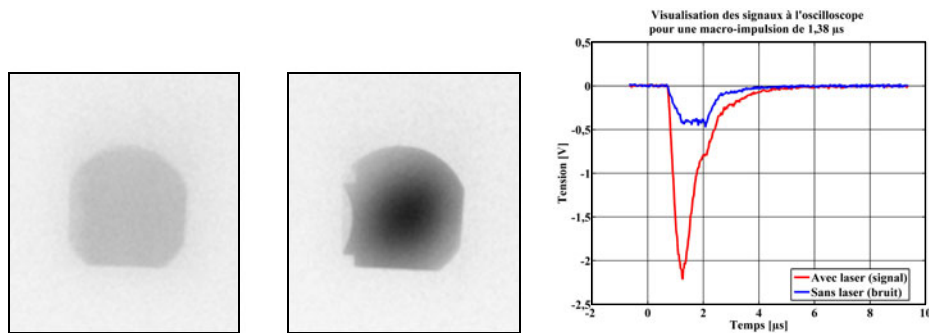


Figure 3. Images obtenues à l'aide d'un Ecran Radio Luminescent à Mémoire en sortie d'expérience et visualisation du signal sur l'oscilloscope (à droite). À gauche, signal du bruit produit par le rayonnement de freinage des électrons du halo. Au centre, le signal produit par les X Compton.

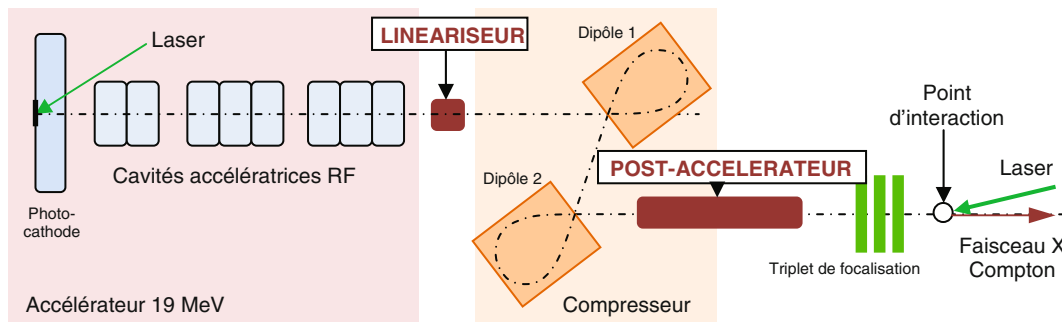


Figure 4. Schéma de principe de la nouvelle configuration de l'accélérateur ELSA.

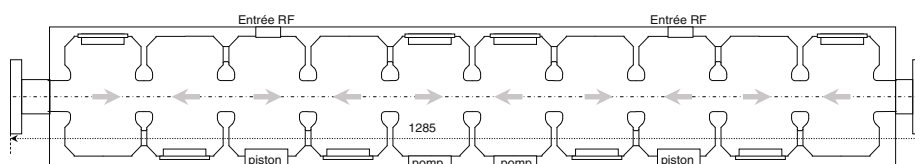
décrire. Même si une marge de progrès importante est à attendre en maîtrisant mieux les paramètres de l'expérience et en maximisant à la fois l'énergie délivrée par le laser et la charge par paquet d'électrons (qui étaient faibles lors de ces expériences préliminaires), ce n'est pas suffisant pour atteindre cet objectif. De plus, il est souhaitable de permettre à cette source d'étendre sa gamme en énergie, notamment vers les X plus durs, proches de 100 keV.

Les performances du système vont être étendues en réalisant une évolution importante de l'installation ELSA qui se décline sur trois aspects :

- une augmentation de l'énergie cinétique des électrons à 37 MeV par l'adjonction d'une cavité post-acceleratrice,
- l'utilisation du système de compression magnétique d'ELSA déjà en place sur son axe faisceau principal [3] auquel viendra s'adjoindre un linéariseur de champ accélérateur permettant d'atteindre ses performances ultimes [8],
- le développement de systèmes de recirculation des photons mis en jeu dans l'interaction Compton. Le gain en performances attendu a de multiples origines :
 - En augmentant l'énergie des électrons, il devient possible d'utiliser un laser dans le mode fondamental, ce qui multiplie le nombre de photons disponible par un facteur proche de 4.
 - Un faisceau d'électrons de facteur relativiste γ deux fois plus élevé permet une amélioration de l'émittance et par conséquent une meilleure focalisation, ce qui permet d'augmenter la densité des électrons par un facteur 4.
 - L'angle d'ouverture du faisceau de rayons X émis varie comme l'inverse du facteur relativiste γ . Par conséquent, la densité de photons X disponible pour l'utilisateur est augmentée d'un facteur 4.

Tableau 1. Caractéristiques de la nouvelle configuration d'ELSA.

	actuelle	visée
Energie max	19 MeV	37 MeV
Durée macro	0 à 150 μ s	0 à 10 μ s
Durée micro	25 ps	12 ps
Charge par micro	2 nC	4 nC
Courant micro	80 A	330 A
Puissance micro	1,5 MW	13 MW
Répétition	10 Hz	10 Hz

**Figure 5.** Schéma de la structure de post-accélération.

- L'utilisation d'un compresseur magnétique permet de travailler avec des impulsions longues au moment de l'extraction des électrons de la photo-cathode, puis de les comprimer par la suite. Cela permet d'envisager de bien plus fortes charges par paquet d'électrons. Un gain d'un facteur de l'ordre de 5 est attendu par rapport à la situation sans compresseur.

D'autres voies d'optimisation sont en cours d'étude : l'une d'entre elles consiste à utiliser des cavités optiques pour recirculer les paquets de photons visibles et optimiser l'interaction ; l'autre consiste à utiliser des optiques X pour optimiser l'utilisation du flux en aval de la source.

5. ELSA 40 MeV

L'adjonction des deux éléments évoqués dans le paragraphe précédent est schématisée en figure 4. Au lieu d'emprunter le demi-tour (Figure 2), les électrons continuent leur chemin dans l'axe de l'accélérateur vers la salle d'expérience principale de l'installation [3], traversant le linéariseur et le compresseur magnétique (déjà existant) puis le post-accélérateur, avant d'arriver au point d'interaction avec le faisceau laser. Le tableau 1 résume les caractéristiques visées pour la nouvelle configuration par rapport aux performances actuelles.

La structure post-accélétratrice a été optimisée par simulations électromagnétiques 3D. Elle est composée de dix cellules mécaniquement solidaires, réparties en deux cavités de cinq cellules alimentées indépendamment (Figure 5). Ses principales caractéristiques sont résumées dans le tableau 2. La distribution de puissance comprend un té-magique pour distribuer la puissance dans les deux cavités. La source de puissance RF à 1,3 GHz sera constituée d'un klystron unique.

Dans l'accélérateur à 433 MHz, le déphasage de la crête du champ accélérateur alternatif par rapport à l'instant de passage des paquets d'électrons, permet d'introduire une dérive en énergie le long de l'impulsion (Figure 6). L'énergie de chaque électron est alors fonction de sa position temporelle dans l'impulsion, donc de sa phase par rapport au champ accélérateur sinusoïdal. Le chromatisme des dipôles magnétiques permet alors de faire varier la durée de l'impulsion car les électrons les plus énergétiques parcourent une trajectoire plus longue que les moins énergétiques.

Dans l'entrefer des dipôles, la longueur de la trajectoire est une fonction affine de l'énergie. Si la relation énergie-phase est également affine, on pourrait théoriquement obtenir une compression parfaite. Mais la courbure de la sinusoïde du champ accélérateur introduit un terme non-linéaire qui limite

Tableau 2. Caractéristiques du post accélérateur.

Fréquence RF	1,3	GHz
Longueur	1,285	m
nb de cavité	2	
cellules par cavité	5	
R/Q par cellule	92,5	Ω
couplage	1,2	%
Q	19600	
Impédance shunt	17,8	$M\Omega$
Tension accélératrice	22	MV
Puissance crête dissipée	14	MW

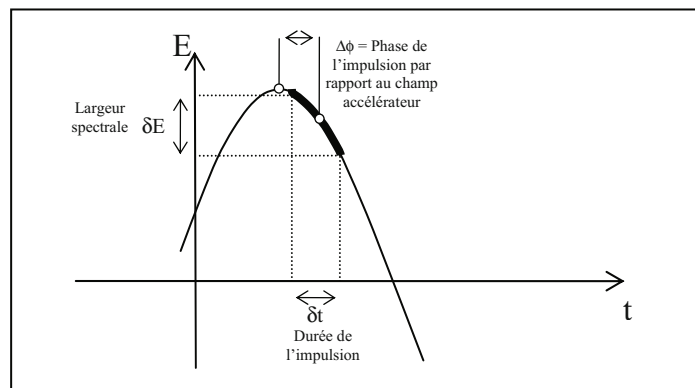


Figure 6. Dérive en énergie provoquée par le déphasage de l'impulsion d'électrons par rapport au champ accélérateur sinusoïdal.

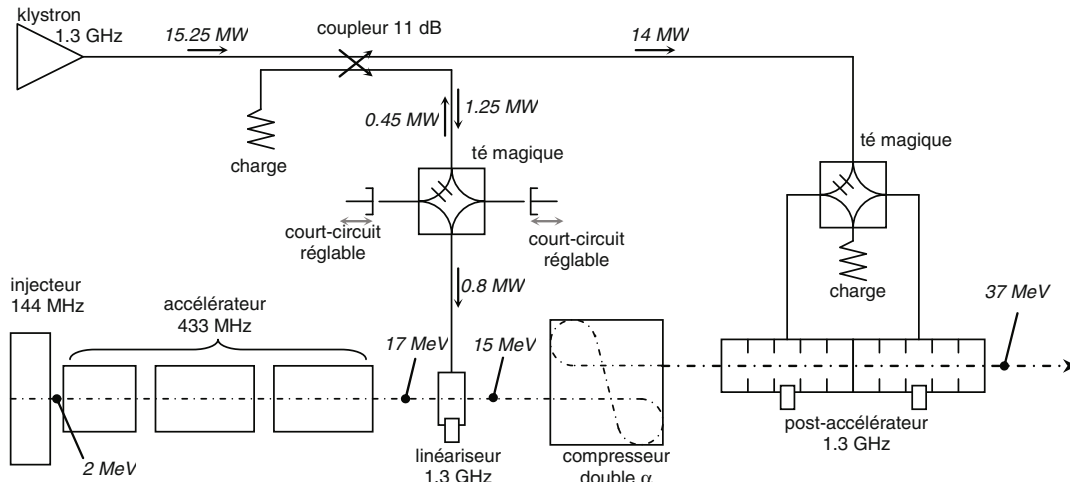


Figure 7. Distribution de puissance RF pour le linéariseur et le post-accélérateur.

l'efficacité de la compression. D'où l'idée, pour annuler ce terme quadratique, d'insérer une cavité dite « de linéarisation » dont le rôle est de donner un terme de décélération à une fréquence RF plus élevée avec une courbure temporelle négative.

La cavité du linéariseur comprend une seule cellule fonctionnant à 1,3 GHz. Une partie de la puissance fournie par le klystron du post-accélérateur sera dérivée avec un coupleur directionnel. La tension RF dans le linéariseur sera réglée en amplitude et en phase indépendamment de la tension du post-accélérateur grâce à un té-magique muni d'un court-circuit dans chaque branche latérale (Figure 7). Ce dispositif, classiquement utilisé comme adaptateur d'impédance sous le nom de « EH tuner » ou comme déphaseur [9], jouera le rôle d'un déphaseur atténuateur renvoyant la puissance inutilisée vers la source.

6. CONCLUSION

L'évolution d'ELSA vers 40 MeV est déjà engagée. Les premiers électrons et les premiers photons X Compton sur cette nouvelle ligne sont attendus en 2014. Durant cette phase de développement, ELSA ne subira que peu de semaines d'indisponibilité et continuera à fournir ses faisceaux d'X par Bremsstrahlung et ses électrons jusqu'à 19 MeV.

Références

- [1] C. Bruni, Journées Accélérateurs de la SFP, Roscoff, France (2011)
- [2] S. Joly, P. Balleyguier, M.A. Beuve, A. Binet, J.P. Bleses, R. Bois, C. Bonetti, J.P. de Brion, C. Couillaud, R. Dei-Cas, P. Fourdin, J. Frehaut, M. Guilloud, Ph. Guimbal, G. Haouat, D. Iracane, R. Joly, J.P. Laget, C. Laspalles, H. Leboutet, J.G. Marmouget, Y. Pranal, J. Raimbourg, F. Sabary, S. Striby, F. Schumann, J. Vouillarmet, NIM A **331**, 199–203 (1993)
- [3] Ph. Guimbal, P. Balleyguier, A. Binet, A. Bloquet, D. Deslandes, J.L. Flament, V. Le Flanche, A. Godefroy, H. Leboutet, J.-G. Marmouget, EPAC 2002, Paris, France (2002)
- [4] J.-G. Marmouget, A. Binet, Ph. Guimbal, J.-L. Coacolo, EPAC 2002, Paris, France (2002).
- [5] A.S. Chauchat, V. Le Flanche, A. Binet, J.L. Flament, P. Balleyguier, J.P. Brasile, S. Muller, J.M. Ortega, NIM A **608**, S99–S102 (2009)
- [6] A.-S. Chauchat, V. Le Flanche, J.P. Nègre, A. Binet, P. Balleyguier, J.P. Brasile, J.M. Ortega, NIM A **622**, 120–135 (2010)
- [7] A.-S. Chauchat, V. Le Flanche, J.P. Nègre, A. Binet, P. Balleyguier, J.P. Brasile, J.M. Ortega, IPAC 2012, New Orleans, USA (2012)
- [8] D.H. Dowell, J.L. Adamski, T.D. Hayward, P.E. Johnson, C.D. Parazzoli, A.M. Vetter, NIM A **393**, 184 (1997)
- [9] B. Bogdanovich, M. Ebert, M. Egorov, V. Kaminsky, N. Sobenin, V. Volkov, D. Zavadtsev, EPAC 2002, Paris, France (2002)