

09

Использование многоканальных лазерных комплексов для создания некогерентной накачки в комптоновских лазерах на свободных электронах рентгеновского диапазона

© Н.С. Гинзбург, Е.Р. Кочаровская, М.Н. Вилков,
А.С. Сергеев

Институт прикладной физики РАН, Нижний Новгород, Россия
E-mail: ginzburg@appl.sci-nnov.ru

Поступило в Редакцию 25 декабря 2017 г.

Показана перспективность использования многоканальных лазерных комплексов для создания некогерентной накачки в рентгеновских лазерах на свободных электронах, основанных на вынужденном встречном рассеянии волн на сильноточном умеренно релятивистском электронном пучке. Относительная ширина спектра накачки должна быть сопоставима с относительной шириной энергетического спектра электронного пучка, что обеспечивает вовлечение в процесс рассеяния значительной доли частиц и соответственно довольно высокую эффективность преобразования их кинетической энергии в рентгеновское излучение.

DOI: 10.21883/PJTF.2018.14.46338.17164

Использование лазерной накачки для генерации когерентного рентгеновского излучения в процессе вынужденного встречного рассеяния на умеренно релятивистском электронном пучке неоднократно обсуждалось в литературе [1–7]. Достоинством такой схемы является

радикальное уменьшение энергии электронов по сравнению с таковой в реализованных схемах рентгеновских лазеров на свободных электронах (ЛСЭ), основанных на излучении электронных пучков в периодических магнитных полях ондуляторов. Так, для генерации излучения диапазона 10 nm при длине волны встречной лазерной накачки $1 \mu\text{m}$ энергия частиц должна быть на уровне 2 MeV (лоренц-фактор $\gamma = 5$). Как показывают оценки, мощности и длительности (т.е. фактически энергии) световых импульсов, генерируемых одним даже самым продвинутым лазерным источником, оказывается недостаточно для получения практически значимого рассеянного излучения. Поэтому в оценках достижимых параметров рентгеновского излучения будем предполагать возможным использование многолучевой накачки, примеры которой дают лазерный комплекс УФЛ-2М [8], создающийся в РФЯЦ–ВНИИЭФ (Саров), и установка NIF (Ливермор, США) [9,10]. Излучение, получаемое путем сложения импульсов независимых лазерных источников с близкими частотами, не является строго когерентным. Тем не менее, как показано в [11,12], некогерентное излучение может быть использовано в качестве накачки в комптоновских ЛСЭ. Хотя расширение спектра накачки и реализация кинетического режима взаимодействия приводят к уменьшению инкрементов нарастания рассеянного излучения, такой режим благоприятен для снижения чувствительности к разбросу параметров электронных пучков. Последнее важно в случае умеренно релятивистских сильноточных электронных пучков [13], для которых характерен значительный скоростной и энергетический разброс параметров.

В настоящей работе исследуются возможности использования многолучевых лазерных комплексов для создания некогерентной накачки в комптоновских ЛСЭ рентгеновского диапазона. Как и для традиционных рентгеновских ЛСЭ, рассматривается режим однопроходного усиления собственных шумов, т.е. режим *self-amplified spontaneous emission* [14,15], из-за отсутствия эффективных отражателей в указанном диапазоне.

Рассмотрим одномерную модель, в которой релятивистский электронный пучок, характеризуемый функцией распределения по энергиям $f(\gamma_0)$, движется в поле некогерентной накачки (рис. 1). Поле накачки генерируется независимыми лазерными источниками и представляет собой совокупность линейно-поляризованных волн с близкими частотами. Предположим для простоты, что все лазеры имеют одинаковую

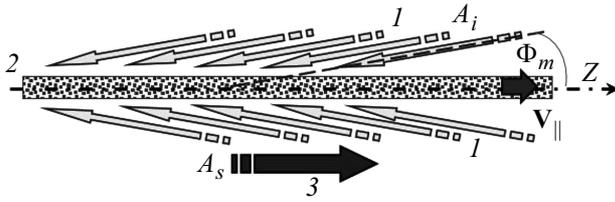


Рис. 1. Схема рентгеновского ЛСЭ с многолучевой лазерной накачкой. 1 — многолучевая накачка, 2 — релятивистский электронный пучок, 3 — волна рассеянного излучения, попутная электронному пучку.

амплитуду излучения A_i и их частоты распределены равномерно в спектральном интервале $\Delta\omega_i$. Такое поле может быть описано вектор-потенциалом

$$\mathbf{A}_i = \text{Re} \left[\mathbf{y}_0 \sum_{m=-M/2}^{M/2} A_i \exp(i\omega_{im}t + ik_{im}z + i\phi_{im}) \right], \quad (1)$$

где $\omega_{im} = \bar{\omega}_i + \delta\omega_{im} = \bar{\omega}_i + m\delta\omega_i$ — частоты излучения различных лазеров накачки, фазы которых являются случайной величиной; $\bar{\omega}_i$ — частота, соответствующая центру спектра накачки; $k_{im} = \omega_{im}/c$ — волновые числа; M — число лазеров накачки; $\delta\omega_i = \Delta\omega_i/M$.

Поле рассеянного излучения представимо в виде

$$\mathbf{A}_s = \text{Re} \left[\mathbf{y}_0 A_s(z, t) \exp(i\bar{\omega}_s t - i\bar{k}_s z) \right], \quad (2)$$

где $A_s(z, t)$ — медленно меняющаяся амплитуда волны. В качестве несущей выберем частоту, с которой электрон со средней по функции распределения энергией $\varepsilon = mc^2\bar{\gamma}$ рассеивает излучение с частотой, соответствующей центру спектра лазерной накачки:

$$\bar{\omega}_s = \bar{\omega}_i (c + \bar{V}_{||}) / (c - \bar{V}_{||}) \simeq 4\bar{\gamma}^2 \bar{\omega}_i. \quad (3)$$

Введем фазу электронов в поле комбинационных волн, образованных биением рассеянной волны и волн накачки в виде $\theta_{cm} = (\bar{\omega}_s t - \bar{k}_s z) - (\omega_{im} t + k_{im} z)$. Принимая во внимание то, что частота сигнальной волны существенно превосходит частоту волн накачки, а также относительную узость спектра волн накачки, указан-

ную фазу можно приближенно представить в виде $\theta_{cm} = (\bar{\omega}_c t - \bar{k}_c z) - (\delta\omega_{im}t + \delta k_{im}z) \approx \vartheta - 2m\delta\omega_i z/c$, где $\vartheta = \bar{\omega}_c t - \bar{k}_c z$, $\bar{\omega}_c = \bar{\omega}_s - \bar{\omega}_i$, $\bar{k}_c = \bar{k}_s + \bar{k}_i$. Кроме того, предполагая, что относительные изменения энергии электронов малы $W = (\gamma - \bar{\gamma})/\bar{\gamma} \ll 1$, усиление рассеянного излучения в поле многочастотной некогерентной накачки можно описать системой уравнений

$$\begin{aligned} \left(\frac{\partial}{\partial z} + \frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t}\right) A_s &= -\frac{\omega_{p\perp}^2}{4k_s c^2} \sum_{m=-M/2}^{M/2} A_i \exp\left(i \frac{2m\delta\omega_i}{c} z + i\varphi_{im}\right) J, \\ \left(\frac{\partial}{\partial z} + \frac{1}{V_{\parallel}} \frac{\partial}{\partial t}\right) \vartheta &= -\frac{\bar{\omega}_c}{\bar{\gamma}^2 c} W, \\ \left(\frac{\partial}{\partial z} + \frac{1}{V_{\parallel}} \frac{\partial}{\partial t}\right) W &= \frac{e^2}{2m^2 c^5 \bar{\gamma}^2} \\ &\times \operatorname{Re} \left\{ \sum_{m=-M/2}^{M/2} \bar{\omega}_c A_s A_i \exp\left(i\vartheta - i \frac{2m\delta\omega_i}{c} z - i\varphi_{im}\right) \right\}. \quad (4) \end{aligned}$$

Здесь $J = 1/\pi \int_0^{\infty} \int_0^{2\pi} f(\gamma_0) e^{i\vartheta} d\vartheta d\gamma_0$ — амплитуда высокочастотного тока, $\omega_{p\perp}^2 = 4\pi e j_0/mc\bar{\gamma}$ — плазменная частота, j_0 — плотность тока пучка.

Предположим, что в качестве начальных возмущений, инициирующих развитие процесса усиления рассеянной волны, выступают малые флуктуации плотности электронного потока; граничные условия к уравнениям (4) запишем в виде

$$W|_{z=0} = W_0, \quad \vartheta|_{z=0} = \vartheta_0 + r \cos(\vartheta_0 + \chi(\tau)), \quad A_s|_{z=0} = 0,$$

Здесь $W_0 = (\gamma_0 - \bar{\gamma})/\bar{\gamma}$ — относительный сдвиг начальной энергии выбранной фракции электронного пучка от среднего значения, $r \ll 1$ — малая амплитуда флуктуаций плотности, $\chi(\tau) \in [0, 2\pi]$ — случайная функция.

Переходя далее к нормированным величинам и вводя новые независимые переменные $Z = zC\bar{\omega}_c/c$ и $\tau = \bar{\omega}_c C(t - z/c)/(c/V_{\parallel} - 1)$, приве-

дем систему уравнений (4) к виду

$$\begin{aligned} \frac{\partial a}{\partial Z} &= - \sum_{m=-M/2}^{M/2} (1/\sqrt{M}) \exp(im\delta Z + i\varphi_{im})J, \\ \left(\frac{\partial}{\partial Z} + \frac{\partial}{\partial \tau} \right) \vartheta &= -w, \\ \left(\frac{\partial}{\partial Z} + \frac{\partial}{\partial \tau} \right) w &= \operatorname{Re} \left\{ a \exp(i\vartheta) \sum_{m=-M/2}^{M/2} (1/\sqrt{M}) \exp(-im\delta Z - i\varphi_{im}) \right\}, \\ w|_{Z=0} &= w_0, \quad \vartheta|_{Z=0} = \vartheta_0 + r \cos(\vartheta_0 + \chi(\tau)), \quad a|_{Z=0} = 0. \end{aligned} \quad (5)$$

Здесь $a = A_s \bar{A} \mu e^2 / (2m^2 c^4 \bar{\gamma}^2 C^2)$ — комплексная амплитуда рассеянного излучения, $\bar{A} = A_i \sqrt{M} = \sqrt{8\pi c P_i / \bar{\omega}_i^2 S_i}$, P_i — полная мощность излучения лазеров накачки, S_i — поперечное сечение лучей накачки, $w = \mu W / C$ — нормированное относительное изменение энергии частиц, $\delta = 2\delta\omega_i / C \bar{\omega}_c$ — нормированное расстояние между спектральными компонентами поля накачки, $C = \sqrt[3]{\pi \mu \omega_{p\perp}^2 c^2 P_i / \omega_c^2 \bar{\omega}_i^2 \bar{\gamma}^2 P_* S_i}$ — параметр усиления (параметр Пирса), $P_* = m^2 c^5 / e^2 = 8.7 \text{ GW}$, $\mu = \bar{\gamma}^{-2}$ — параметр инерционной группировки электронов.

Распределение электронов по энергиям будем описывать гауссовой функцией $F(w_0) = (1/\sqrt{2\pi\sigma}) \exp(-w_0^2/2\sigma^2)$ с параметром дисперсии $\sigma = \mu \Delta\gamma / (2\bar{\gamma}C)$, задаваемым энергетическим разбросом электронов $\Delta\gamma/\bar{\gamma}$. Электронный КПД определяется соотношениями

$$\eta = C \hat{\eta} / \mu, \quad \hat{\eta} = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \int_0^{2\pi} F(w_0) (w_0 - w) d\vartheta_0 dw_0. \quad (6)$$

Важной характеристикой рассеянного излучения является его спектр $S(\Omega) = 1/2\pi \int_{-\infty}^{+\infty} a(\tau) e^{-i\Omega\tau} d\tau$. В соответствии с определением нормированного времени τ величина Ω связана с отстройкой частоты рассеянного излучения $\delta\omega_s$ от центральной частоты $\bar{\omega}_s$ соотношением $\Omega = \delta\omega_s (c/\bar{V}_{\parallel} - 1) / \bar{\omega}_c C$. Исходя из условий синхронизма (3) для электронной фракции, имеющей относительную отстройку W_0 энергии,

сдвиг резонансной частоты рассеянного излучения от несущей частоты определяется соотношением

$$\delta\omega_s = \bar{\omega}_c W_0 / \bar{\gamma}^2 (1 - \bar{V}_{\parallel} / c).$$

В результате для нормированного сдвига частоты имеем

$$\Omega = w_0.$$

Для численного моделирования выберем следующие параметры лазеров накачки [8–10]: число модулей $M = 192$ с центральной длиной волны 1054 nm . Энергия импульса в единичном лазерном модуле составляет 10 kJ при длительности 1 ns и мощности 0.1 TW . Пусть сильнооточный пучок имеет энергию электронов 2 MeV и ток 1 kA . Центральная длина волны спектра рассеянного излучения, согласно (3), составит $\lambda_s \sim 10 \text{ nm}$. Электронный пучок фокусируется сильным магнитным полем и имеет цилиндрическую геометрию с радиусом 0.3 mm . Разброс по энергиям электронов зададим на уровне 0.5% . При указанных характеристиках поля накачки и электронного пучка параметр усиления $C = 7.5 \cdot 10^{-6}$, а параметр дисперсии энергий частиц $\sigma = 9.8$. Выберем относительный разброс частот лазеров накачки на уровне $\Delta\omega_i / \bar{\omega}_i = 1\%$ ($\Delta = 50$ — нормированная ширина спектра накачки).

На рис. 2, 3 представлены результаты моделирования процесса усиления при указанных выше параметрах лазеров накачки и электронного потока. На рис. 2, *a* показаны временная зависимость выходной амплитуды рассеянного поля (кривая 1) и усредненное значение электронного КПД (кривая 2). На рис. 2, *b* приведена зависимость усредненной по времени амплитуды рассеянного излучения от продольной координаты. Видно, что на начальном этапе имеет место трансформация шумовых возмущений плотности пучка в возмущения амплитуды рассеянного излучения, далее происходит близкий к экспоненциальному рост амплитуды этой волны, который затем переходит в стадию насыщения. Начальная и конечная функции распределения электронов (кривые 1 и 2), совмещенные со спектром рассеянного излучения (кривая 3), приведены на рис. 3 при двух значениях параметра дисперсии частиц по энергиям σ . В процессе рассеяния на функции распределения электронов происходит формирование плато. При этом спектр генерации сосредоточен на частоте, для которой резонансная электронная фракция близка к перегибу функции распределения. Важно подчеркнуть,

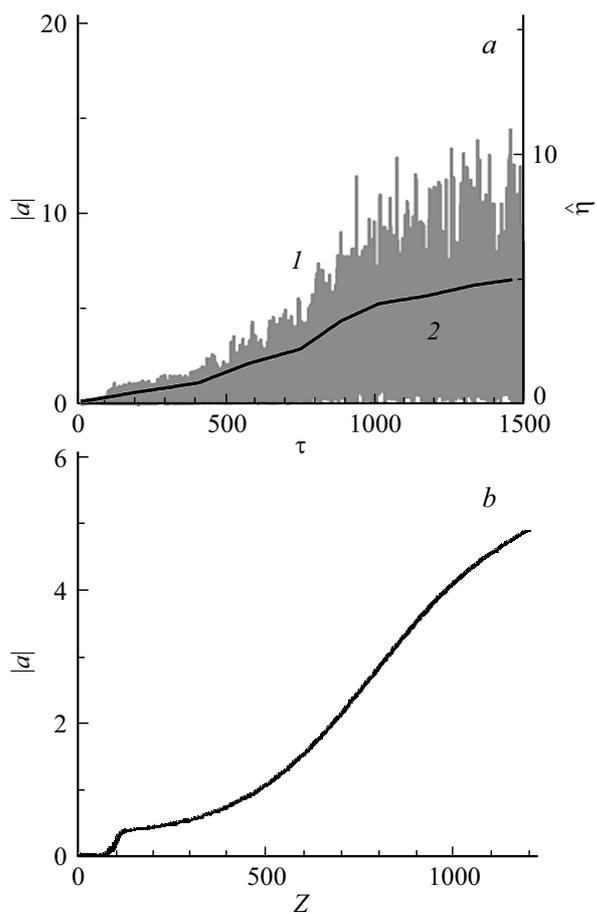


Рис. 2. Результаты численного моделирования: *a* — временная зависимость выходной ($L = 1200$) амплитуды рассеянного поля (1) и усредненное значение нормализованного электронного КПД (2), *b* — зависимость от продольной координаты усредненной по времени амплитуды рассеянного поля; $\sigma = 9.8$, $\Delta = 50$, $r = 0.001$.

что электронный КПД, характеризующий долю кинетической энергии электронного пучка, трансформирующуюся в энергию излучения,

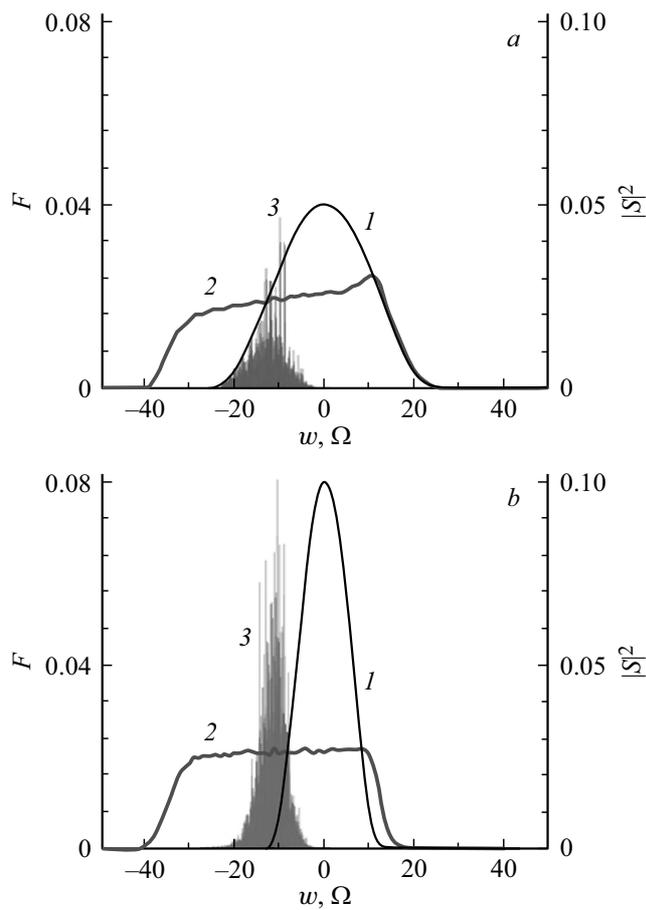


Рис. 3. Начальная (1) и конечная (2) функции распределения электронов по энергиям, совмещенные со спектром рассеянного излучения (3) при значениях параметра дисперсии электронов по энергиям $\sigma = 9.8$ (a) и 4.9 (b).

при изменении начальной ширины функции распределения меняется незначительно, что фактически свидетельствует о малой критичности усиления рассеянного излучения в поле некогерентной накачки к величине энергетического разброса. В целом исследуемый процесс

аналогичен описываемому в рамках квазилинейной теории процессу релаксации электронного пучка в плазме [16]. В частности, в указанном процессе электронный КПД растет пропорционально ширине плато на функции распределения. Эффекты квазилинейной релаксации при усилении шумоподобных сигналов в ЛСЭ с традиционными магнито-статическими ондуляторами рассматривались также в [17,18].

Для приведенных выше физических параметров нормированной длине $L = 1200$ на рис. 2, b соответствует длина области рассеяния $l \sim 26$ см, при которой достигается электронный КПД 0.1%. При этом мощность частично когерентного рентгеновского излучения с длиной волны $\lambda_s \sim 10$ нм будет на уровне 10 MW. Если предположить, что радиус луча $R = 0.3$ мм, т.е. поперечное сечение лучей накачки совпадает с сечением электронного пучка, то для указанной длины области рассеяния параметр Френеля $R^2/l\lambda_i$ будет порядка единицы, и дифракционное расплывание полей накачки не должно оказывать существенного влияния на сделанные оценки.

Таким образом, проведенное моделирование показывает перспективность использования многоканальных лазерных комплексов для создания некогерентной накачки в рентгеновских ЛСЭ, основанных на вынужденном встречном рассеянии волн на сильнооточных умеренно релятивистских электронных пучках. Заметим, что эффективная частота осцилляций электронов в поле лазера накачки может регулироваться путем изменения угла Φ_m между направлением распространения лазерного луча и поступательной скоростью электронов (рис. 1). В результате даже при фактически одинаковой частоте излучения лазерных модулей путем подбора углов падения можно обеспечить требуемую ширину действующего спектра поля накачки.

Работа поддержана в рамках выполнения государственного задания ИПФ РАН на проведение научных исследований по теме № 0035-2014-0013.

Список литературы

- [1] *Pantell R.H., Soncini G., Puthoff H.E.* // IEEE J. Quantum Electron. 1968. V. 4. P. 905–907.
- [2] *Sukhatme V.P., Wolff P.A.* // J. Appl. Phys. 1973. V. 44. P. 2331–2334.

- [3] Братман В.Л., Гинзбург Н.С., Петелин М.И. // Письма в ЖЭТФ. 1978. Т. 28. В. 4. С. 207–211.
- [4] Братман В.Л., Гинзбург Н.С., Петелин М.И. // ЖЭТФ. 1979. Т. 76. В. 3. С. 930–943.
- [5] Bekefi G., Shefer R.E. // J. Appl. Phys. 1979. V. 50. P. 5158–5164.
- [6] Sprangle P., Hafizi B., Peñano J. R. // Phys. Rev. ST Accel. Beams. 2009. V. 12. P. 050702.
- [7] Барышев В.Р., Гинзбург Н.С., Зотова И.В., Сергеев А.С. // Письма в ЖЭТФ. 2008. Т. 87 В. 3. С. 150–153.
- [8] Гаранин С.Г. // УФН. 2011. Т. 181. № 4. С. 434–441.
- [9] Haan S.W., Lindl J.D., Callahan D.A., Clark D.S., Salmonson J.D., Hammel B.A., Atherton L.J., Cook R.C., Edwards M.J., Glenzer S., Hamza A.V., Hatchett S.P., Herrmann M.C., Hinkel D.E., Ho D.D., Huang H., Jones O.S., Kline J., Kyrala G., Landen O.L., MacGowan B.J., Marinak M.M., Meyerhofer D.D., Milovich J.L., Moreno K.A., Moses E. I., Munro D.H., Nikroo A., Olson R.E., Peterson K., Pollaine S.M., Ralph J.E., Robey H.F., Spears B.K., Springer P.T., Suter L.J., Thomas C.A., Town R.P., Vesey R., Weber S.V., Wilkens H.L., Wilson D.C. // Phys. Plasmas. 2011. V. 18. P. 051001.
- [10] Park H.-S., Hurricane O.A., Callahan D.A., Casey D.T., Dewald E.L., Dittrich T.R., Döppner T., Hinkel D.E., Berzak Hopkins L.F., Le Pape S., Ma T., Patel P.K., Remington B.A., Robey H.F., Salmonson J.D., Kline J.L. // Phys. Rev. Lett. 2014. V. 112. P. 055001.
- [11] Богомолов Я.Л., Гинзбург Н.С., Голубятникова Е.Р. // ЖТФ. 1997. Т. 67. В. 7. С. 77–81.
- [12] Ginzburg N.S., Kocharovskaya E.R. // Phys. Rev. Accel. Beams. 2016. V. 19. P. 080701(1–9).
- [13] Месяц Г.А. Взрывная электронная эмиссия. М.: Физматлит, 2011. 280 с.
- [14] Emma P., Akre R., Arthur J., Bionta R., Bostedt C., Bozek J., Brachmann A., Bucksbaum P., Coffee R., Decker F.-J., Ding Y., Dowell D., Edstrom S., Fisher A., Frisch J., Gilevich S., Hastings J., Hays G., Hering Ph., Huang Z., Iverson R., Loos H., Messerschmidt M., Miahnahri A., Moeller S., Nuhn H.-D., Pile G., Ratner D., Rzepiela J., Schultz D., Smith T., Stefan P., Tompkins H., Turner J., Welch J., White W., Wu J., Yocky G., Galayda J. // Nature Photon. 2010. V. 4. P. 641–647.
- [15] Pellegrini C., Marinelli A., Reiche S. // Rev. Mod. Phys. 2016. V. 88. P. 015006(1–55).
- [16] Кадомцев Б.Б. Коллективные явления в плазме. М.: Наука, 1976. 240 с.
- [17] Dimos A.M., Davidson R.C. // Phys. Fluids. 1985. V. 28. P. 677–694.
- [18] Vinokurov N.A., Huang Z., Shevchenko O.A., Kim K.-J. // Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A. 2001. V. 475. P. 74–78.