

02; 10

© 1990 г.

ТРАНСПОРТИРОВКА СИЛЬНОТОЧНОГО РЭП В ГАЗЕ ВДОЛЬ ПРОВОДНИКА С ТОКОМ И ГЕНЕРАЦИЯ ТОРМОЗНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

М. Н. Лебедев, В. Ф. Зинченко, К. А. Байгарин, Н. У. Баринов

Путем численного моделирования проанализирован способ конверсии энергии РЭП в тормозное (рентгеновское) излучение, движущегося в разреженном газе во внешнем азимутальном магнитном поле. Показано, что благодаря зависимости дрейфовой скорости электронов от энергии можно добиться обострения фронта импульса излучения в несколько раз. Рассмотрены возможные потери в пучке на входе в камеру дрейфа. Исследовано формирование поля излучения за конвертором применительно к условиям эксперимента на установке Ангара-1. Получены оптимальные с точки зрения конверсии значения основных параметров системы.

Введение

В последние годы были предложены новые способы генерации мощных потоков рентгеновского излучения с помощью сильноточных ускорителей электронов. Одним из них является способ с транспортировкой сильноточного РЭП во внешнем азимутальном магнитном поле, создаваемом проводником с током [1].

Некоторые относящиеся сюда вопросы были рассмотрены в работах [1-3], имеющих как теоретический, так и экспериментальный характер. Целью нашей работы было оценить возможности данного способа и определить оптимальные значения его основных параметров.

Принципиальная схема представлена на рис. 1. Основным ее элементом является цилиндрическая камера дрейфа, по оси которой проходит проводник, по нему пропускается постоянный ток I_w , создающий азимутальное магнитное поле $B_\varphi = 2I_w/(cr)$. Камера заполнена газом под низким давлением, которое подбирается таким, чтобы за короткое время обеспечить зарядовую и токовую нейтрализацию пучка в результате ионизации им газа. Тогда движение электронов в камере практически будет определяться градиентным и центробежным дрейфом в поле B_φ с суммарной дрейфовой скоростью v_d , для которой в приближении сильного поля нетрудно получить [4]

$$v_d = \frac{v}{2q} \left(1 + \frac{v_\varphi^2}{v^2} \right). \quad (1)$$

Здесь $v = \text{const}$ — скорость электрона, $q = 2I_w/I_A$, $I_A = 17 \beta\gamma$ (кА) — альфвеновский ток, v_φ — азимутальная компонента скорости. Располагая на пути дрейфующих электронов тонкую фольгу, являющуюся конвертором энергии РЭП в тормозное излучение (ТИ) так, чтобы проводник пересекал конвертор, увеличением тока I_w можно добиться существенного увеличения времени взаимодействия электронов с конвертором и, следовательно, увеличения выхода ТИ с одновременным его смягчением. Если ларморовский радиус электрона заметно больше толщины фольги, то естественно говорить о многократном взаимодействии.

Данный способ генерации обладает помимо повышенного выхода и другими достоинствами: позволяет пространственно разделить области формирования пучка и генерации ТИ и исключить их влияние друг на друга; коэффициент

многократным прохождением через конвертор определяется внешним полем и поддерживается в течение всего импульса пучка в отличие от способа генерации ТИ с торможением сильноточного пучка в собственном магнитном поле [8], когда в начале импульса коэффициент многопроходности мал и возрастает вместе с током пучка лишь к концу фронта импульса; возможно осевое сжатие пучка, или «бунчировка», что позволяет обострить фронт импульса ТИ и увеличить мощность излучения; магнитное поле проводника не влияет на облучаемые образцы, так как система транспортировки выполнена в коаксиальной геометрии; можно формировать равномерные (по радиусу) поля ТИ на площади более 10 см²; можно фокусировать пучок на конверторе, создавая за ним азимутальное магнитное поле меньшей, нежели в камере дрейфа, величины [2].

Очевидно, эффект многопроходности тем сильнее, чем меньше дрейфовая скорость. Из (1) видно, что для этого нужно увеличивать I_w и уменьшать v_φ .

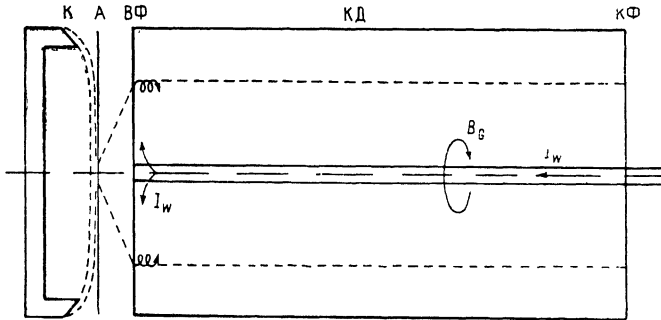


Рис. 1. Принципиальная схема транспортировки РЭП во внешнем азимутальном магнитном поле.

К — катод, А — анодная фольга, ВФ — входная фольга, КД — камера дрейфа, КФ — конверторная фольга.

Однако с ростом I_w усиливается отражение электронов от области с магнитным полем. Для того чтобы минимизировать как потери в пучке из-за отражения на входе в камеру дрейфа, так и азимутальную скорость, пучок фокусируется (например, в сильноточном пинч-диоде), а затем выходит в область перед камерой дрейфа, заполненную тем же газом, что и камера. В результате обеспечения зарядовой и токовой нейтрализации пучок практически свободно расширяется. Потери на «магнитной пробке» уменьшаются благодаря тому факту, что чем больше угол входа, тем менее вероятно отражение, а азимутальная скорость уменьшается в соответствии с законом сохранения углового момента $r v_\varphi = \text{const}$.

Бунчировка пучка

Проанализируем качественно эффект осевого сжатия пучка, представляющий собой принципиальную возможность рассматриваемого метода генерации ТИ. Он обусловлен тем, что дрейфовая скорость электрона зависит от его энергии $v_d \sim \gamma \beta^2$, следовательно, подбором временной зависимости энергии электронов (напряжения) можно добиться, чтобы электроны, стартующие каждый в момент t с энергией $\gamma(t)$, сгруппировались в момент t_b на расстоянии L_b

$$t + \frac{L_b}{v_d(t)} = t_b. \quad (2)$$

Условие идеальной бунчировки (2) позволяет получить выражение для идеального роста напряжения [1]

$$V_{\text{нк}}(t) = 0.511 \left[\frac{\gamma_0 \beta_0^2}{2(1-t/t_b)} + \sqrt{1 + \frac{\gamma_0^2 \beta_0^4}{4(1-t/t_b)^2} - 1} \right] \text{ (МэВ)}, \quad (3)$$

где $t_b = \tau_b [1 - \gamma_0 \beta_0^2 / \gamma_f \beta_f^2]^{-1}$, $\gamma_0 = \gamma(t=0)$, $\gamma_f = \gamma(t=\tau_b)$, τ_b — длительность фронта напряжения.

Очевидно, длина идеальной бунчировки $L_b = v_d(0) t_b = 4.25 \gamma_0 \beta_0^2 c t_b / I_w$. Можно указать на основные причины «размывания» идеальной бунчировки: разные азимутальные скорости электронов, разные времена пролета в области расширения пучка, деградация энергии электронов в области дрейфа.

Нетрудно получить верхнюю оценку для величины возможного «размывания» идеальной бунчировки в виде

$$\Delta t_{\max} = \frac{t_b}{1 + (1 + l/r_p)^2} + \frac{l}{\beta_0 c} \frac{1 - \cos \theta_{\max}}{\cos \theta_{\max}} + t_b \frac{\gamma_0^2 + 1}{\gamma_0 (\gamma_0 + 1)} \frac{\Delta V}{V_{\text{нд}}}, \quad (4)$$

где l — длина области расширения, r_p — радиус анодного пятна, θ_{\max} — максимальный полярный угол вектора скорости с осью z , $\Delta V/V_{\text{нд}}$ — максимальное относительное отклонение за счет деградации энергии от идеальной формы импульса напряжения (3). Первое слагаемое в (4) возникает из-за возможного различия в азимутальных скоростях; при этом $0 \leq |v_\phi/v| \leq r_p/(r_p + l)$. Второе слагаемое отвечает разным пробегам в области расширения, а третье — возможным потерям энергии электронов, которые могут быть обусловлены столкновениями с ионами плазмы, торможением пучка индуцированным электрическим полем, а также потерями на возбуждение плазменных колебаний.

Несложный качественный анализ показывает, что при давлениях ~ 1 Тор и длине камеры ~ 100 см суммарная деградация энергии пучка составляет менее 10 % [1]. Ясно, что для сжатия импульса ТИ за счет бунчировки конвертор необходимо располагать на расстоянии, соответствующем идеальной бунчировке. Если же это расстояние (длина камеры дрейфа) L_d не совпадает с L_b , то (4) принимает вид

$$\Delta t_{\max} = \left(1 + \frac{\Delta L}{L_b}\right) \frac{t_b}{1 + (1 + l/r_p)^2} + \frac{l}{\beta_0 c} \frac{1 - \cos \theta_{\max}}{\cos \theta_{\max}} + t_b \left(1 + \frac{\Delta L}{L_b}\right) \frac{\gamma_0^2 + 1}{\gamma_0 (\gamma_0 + 1)} \frac{\Delta V}{V_{\text{нд}}} + \tau_b \frac{|\Delta L|}{L_b}, \quad (5)$$

где $\Delta L = L_d - L_b$.

Коэффициент бунчировки естественно определить как $M = \tau_b / \Delta t_{\max}$. Отметим, что бунчировка улучшается с уменьшением τ_b , с увеличением перепада напряжений V_f/V_0 и с увеличением параметра l/r_p .

Важно подчеркнуть, что весь импульс ТИ можно заметно сжать за счет бунчировки лишь при условии, что эффективная длительность импульса напряжения τ_n близка к времени фронта импульса τ_b ($\tau_n \geq \tau_b$). Учитывая наличие «хвоста» в импульсе, получим коэффициент бунчировки всего импульса

$$M_1 = \frac{M}{M - (M - 1) \frac{\tau_b}{\tau_n}}. \quad (6)$$

Выражение (6) получено в предположении, что «хвост» представляет собой ступеньку. Ясно, что затягивание спадающего «хвоста» приводит к дебунчировке и ослаблению сжатия импульса ТИ. Заметим, что полученные выражения несколько отличаются от аналогичных выражений [1], в результате для параметров, принятых в [1], вместо значения коэффициента бунчировки 4.9 получаем более умеренную величину 3.1 ($\Delta V/V_{\text{нд}} = 0.1$).

Реалистичность полученных нами оценок подтверждается сравнением с результатами эксперимента, проведенного на установке Ангара-1 [6]. Здесь параметры принимали следующие значения: $r_p = 0.25$ см, $l = 1$ см, $\theta_{\max} = 75^\circ$, $L_d = 100$ см, $V_0 = 0.5$ МэВ, $V_f = 1$ МэВ, $\tau_b = 20$ нс, $\tau_n = 70$ нс, максимальное отклонение реального импульса напряжения от идеального на фронте $(V - V_{\text{нд}})/V_{\text{нд}} \approx 0.1$. Тогда $L_b = 122.7$ см, $\Delta V/V_{\text{нд}} \approx 0.2$ и $M = 1.7$, что вполне согласуется с экспериментальным значением 1.5. При этом весь импульс ТИ практически не сжимается ($M_1 = 1.4$). Заметим, что если считать $\Delta L = 0$ и $\Delta V/V_{\text{нд}} = 0$, то фронт импульса ТИ можно обострить в 3.5 раза, а весь импульс в 1.3 раз.

Рассмотрим транспорт электронов пучка в камере дрейфа в стационарном случае $\gamma(t) = \gamma_0$ (бунчировки нет). Будем считать, что $v_\varphi = 0$, пучок полностью нейтрализован и возможные потери энергии пучка в камере пренебрежимо малы. При этих условиях уравнения движения, которые имеют вид

$$\dot{r} - r\dot{\varphi}^2 + qv_0 \frac{\dot{z}}{r} = 0,$$

$$\frac{d}{dt} (r^2 \dot{\varphi}) = 0,$$

$$\dot{z} - qv_0 \frac{\dot{r}}{r} = 0,$$

можно проинтегрировать аналитически, получив решение в виде

$$\begin{aligned} r &= r_0 \exp [p (\cos \theta - \cos \theta_0)], \\ \varphi &= \varphi_0, \quad z = z_0 + R_L [A(\theta_0) - A(\theta)]. \end{aligned} \quad (7)$$

Здесь $p = q^{-1}$, $R_L = pr_0 \exp(-p \cos \theta_0)$, $\cos \theta = z/v_0$, $\cos \theta_0 = z_0/v_0$, $-\infty < \theta \leq \theta_0$, $|\theta_0| \leq \theta_{\max}$ ($\theta_0 < 0$ соответствует случаю $\dot{r}_0 < 0$). Нулевой индекс относится к значениям, принимаемым на входе в камеру дрейфа. Зависимость $A(\theta)$ имеет вид

$$A(\theta) = \sin \theta e^{-p \cos \theta} + p \sum_{n=0}^{\infty} a_n(\theta) I_n(p),$$

где

$$a_0 = \frac{1}{2} \left(\theta - \frac{\sin 2\theta}{2} \right), \quad a_1 = \frac{1}{2} \left(\sin \theta - \frac{\sin 3\theta}{3} \right),$$

$$a_2 = \frac{1}{2} \left(\sin 2\theta - \theta - \frac{\sin 4\theta}{4} \right), \quad \dots,$$

$$a_n = \frac{\sin n\theta}{n} - \frac{\sin(n-2)\theta}{2(n-2)} - \frac{\sin(n+2)\theta}{2(n+2)}, \quad n > 2,$$

I_n — модифицированные функции Бесселя порядка n .

Полученное решение позволяет прежде всего проанализировать картину возможных потерь частиц пучка на входе в камеру дрейфа. Здесь существует три возможных канала потерь (по ходу траектории электрона): на стенке дрейфовой камеры, на проводнике и отражение магнитным полем. Считаем, что электрон, налетающий на стенку или проводник, теряется. Пренебрегая конечным размером анодного пятна, оценим величину потерь на стенке

$$W_1 = \int_{\theta_1}^{\theta_{\max}} \sin \theta_0 f(\theta_0) d\theta_0 \left[\int_0^{\theta_{\max}} \sin \theta_0 f(\theta_0) d\theta_0 \right]^{-1}, \quad (8)$$

$f(\theta_0)$ — угловое распределение электронов на аноде, $0 \leq \theta_0 \leq \theta_{\max}$.

Критический угол θ_1 определяется из уравнения

$$\operatorname{tg} \theta_1 = \frac{R_t}{l} \exp[-p(1 - \cos \theta_1)], \quad (9)$$

где R_t — внутренний радиус камеры дрейфа.

Приближенное решение (9) можно найти для $p \ll 1$, полагая $\theta_1 \simeq \theta_{10} - A_1 p + B_1 p^2$, $\theta_{10} = \operatorname{arctg}(R_t/l)$. Удерживая члены $\sim p^2$, из (9) получим

$$A_1 = \sin \theta_{10} \cos \theta_{10} (1 - \cos \theta_{10}),$$

$$B_1 = A_1 (1 - \cos \theta_{10}) \left(\frac{1}{1} + \cos \theta_{10} + \cos 2\theta_{10} \right).$$

Аналогичным образом можно оценить потери на проводнике

$$W_2 = \int_0^{\theta_2} \sin \theta_0 f(\theta_0) d\theta_0 \left[\int_0^{\theta_{\max}} \sin \theta_0 f(\theta_0) d\theta_0 \right]^{-1}, \quad (10)$$

где угол θ_2 определяется из уравнения

$$\operatorname{tg} \theta_2 = \frac{r_W}{l} \exp[p(1 + \cos \theta_2)], \quad (11)$$

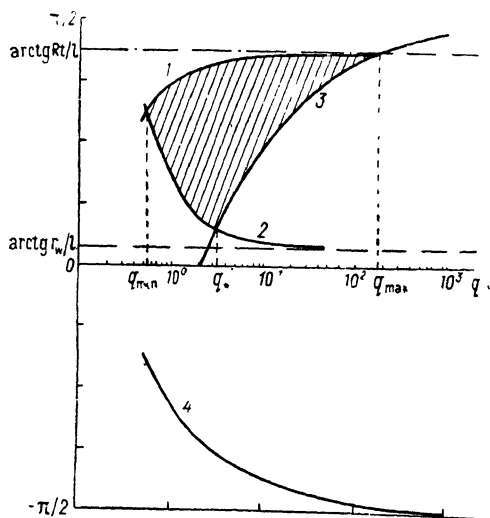
r_W — радиус проводника.

Решение (11) имеет вид

$$\theta_2 \simeq \theta_{20} + A_2 p + B_2 p^2, \quad \theta_{20} = \arctg \frac{r_W}{l},$$

$$A_2 = \sin \theta_{20} \cos \theta_{20} (1 + \cos \theta_{20}),$$

$$B_2 = A_2 (1 + \cos \theta_{20}) \left(\frac{1}{2} - \cos \theta_{20} + \cos 2\theta_{20} \right).$$



Полученные решения удовлетворяют соответствующим уравнениям с точностью не хуже 1% для $p \leq 1/2$ (6% для $p = 1$).

Потери на магнитной пробке определяются критическим углом θ_3 ,

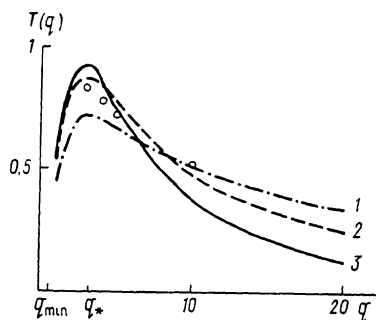


Рис. 2. Критические углы θ_1 (1), θ_2 (2), θ_3 (3) и угол θ_{\max}^{\max} (4) в зависимости от параметра q .

Рис. 3. Доля «эффективных» электронов для трех угловых распределений на аноде ($R_t/l = 5$, $r_W/l = 0.125$).

1 — $f(\theta_0) = 1$, $\theta_{\max} = 90^\circ$, 2 — $\cos \theta_0$, 3 — $\cos \delta \theta_0$, $\theta_{\max} = 75^\circ$, точки — численный расчет с $f(\theta_0) = \cos \theta_0$.

величина которого определяется из уравнения

$$z \left(\theta = -\frac{3\pi}{2} \right) = z_0 \quad \text{или} \quad A(\theta_3) = A \left(-\frac{3\pi}{2} \right). \quad (12)$$

Приближенное решение (12) можно построить в малоугловом приближении ($\sin \theta \approx \theta \ll 1$). Для $p < 1$ нетрудно получить

$$\sin \theta_3 \simeq e^{-p} \left[1 - \frac{3\pi}{4} p + \frac{1}{3} p^2 + o(p^3) \right]. \quad (13)$$

Выражение (13) хорошо описывает точное решение (12) и для больших углов $\theta_3 \sim \pi/2$ ($p \ll 1$), занижая его не более чем на 3%.

Очевидно, потери на пробке возникают, начиная с некоторого значения q_* , которое определяется из условия

$$\theta_3(q) = \theta_2(q), \quad (14)$$

поэтому для этих потерь имеем

$$W_3 = \begin{cases} \int_{\theta_2}^{\theta_3} \sin \theta_0 f(\theta_0) d\theta_0 \left[\int_0^{\theta_{\max}} \sin \theta_0 f(\theta_0) d\theta_0 \right]^{-1}, & q > q_*, \\ 0, & q \leq q_*. \end{cases} \quad (15)$$

Углы θ_1 , θ_2 и θ_3 в зависимости от q представлены на рис. 2. Из условий $\theta_1(q) = \theta_2(q)$ и $\theta_1(q) = \theta_3(q)$ можно определить предельные значения q_{\min} и q_{\max} , при которых полные потери становятся стопроцентными

$$q_{\min} = \frac{2}{\ln \frac{R_t}{r_W}},$$

$$q_{\max} = \frac{\frac{3\pi}{4} + \sin \theta_{10} [1 - \cos^2 \theta_{10} (1 - \cos \theta_{10})]}{1 - \sin \theta_{10}}.$$

Заштрихованная на рис. 2 область отвечает электронам, которые не испытывают поглощения либо отражения и, дрейфуя до конвертора, дают вклад в ТИ. Доля таких эффективных электронов T , как видно из рис. 2, носит в зависимости от q немонотонный характер, имея, очевидно, максимум в некоторой окрестности точки q_* . Разлагая обе части (14) по степеням p , найдем для практически важного диапазона $r_W/l \leq 0.3$

$$q_* \approx 3 \frac{\frac{\pi}{4} + \sin \theta_{20}}{1 - \sin \theta_{20}}. \quad (16)$$

При этом (16) удовлетворяет (14) с точностью не хуже 5%.

Рассмотрим, как ведет себя $T(q)$ для некоторых угловых распределений $f(\theta_0)$, наиболее вероятных с практической точки зрения,

- 1) $f(\theta_0) = 1$, $0 \leq \theta_0 \leq \theta_{\max}$,
- 2) $f(\theta_0) = \cos \theta_0$, $0 \leq \theta_0 \leq 90^\circ$,
- 3) $f(\theta_0) = \cos b\theta_0$, $0 \leq \theta_0 \leq \theta_{\max} < 90^\circ$, $b = 90^\circ/\theta_{\max}$.

Подставляя соответственно в (8), (10) и (15), получаем

$$1) \quad T(q) = \frac{\cos \eta - \cos \theta_1}{1 - \cos \theta_{\max}}, \quad (17)$$

$$2) \quad T(q) = \cos^2 \eta - \cos^2 \theta_1, \quad (18)$$

$$3) \quad T(q) = \frac{\cos \theta_1 \cos b\theta_1 + b \sin \theta_1 \sin b\theta_1 - (\cos \eta \cos b\eta + b \sin \eta \sin b\eta)}{b \sin \theta_{\max} - 1}, \quad (19)$$

$$\eta = \begin{cases} \theta_2, & q_{\min} < q \leq q_*, \\ \theta_3, & q_* < q < q_{\max}. \end{cases}$$

Зависимости (17)–(19) представлены на рис. 3. Видно, что $T(q)$ действительно имеет максимум, положение которого $q_{\text{онт}}$, практически не зависит от вида рассмотренных $f(\theta_0)$ и близко к q_* , что позволяет использовать выражение (16) в качестве эффективной оценки $q_{\text{онт}}$. Отметим также, что с ростом параметра R_t/l максимум кривой пропускания $T(q_{\text{онт}})$ быстро выходит на насыщение: так, для $f(\theta_0) = \cos \theta_0$, $r_W/l \leq 0.125$, это происходит при $R_t/l = 5$, когда максимум достигает около 90%.

Из (7) можно также оценить максимальный угол входа электронов в конвертор $\theta_{\text{вх}}^{\text{max}}$. Решая уравнение

$$A(\theta_{\text{вх}}^{\text{max}}) = A\left(-\frac{\pi}{2}\right),$$

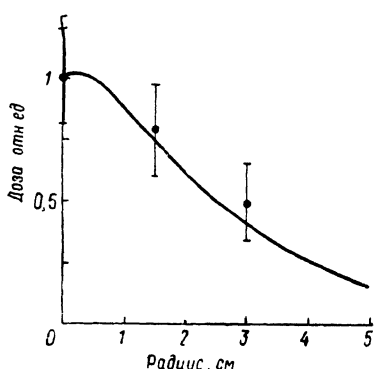
$$\sin \theta_{\text{вх}}^{\text{max}} \approx e^{-p} \left[1 + \frac{\pi}{4} p + \frac{1}{3} p^2 + O(p^3) \right]. \quad (20)$$

Видно, что с ростом q $\theta_{\text{вх}}^{\text{max}}$ стремится к $-(\pi/2)$ (скользящее падение) и тем самым возможные углы входа, лежащие в диапазоне $-(\pi/2) < \theta_{\text{вх}} \leq \theta_{\text{вх}}^{\text{max}}$, стремятся к неэффективным большим углам (рис. 2). Наконец, из (7) вытекает более строгое выражение для дрейфовой скорости, справедливое для любых q

$$v_d = v \frac{I_1(p)}{I_0(p)}. \quad (21)$$

Моделирование поля ТИ

Для расчета характеристик поля ТИ нами была разработана программа BRUNET, которая по заданной на аноде функции распределения электронов методом Монте-Карло прослеживает траектории электронов, включая их взаимодействие с конвертором, вплоть до возможного обрывания, которое может наступить по следующим причинам: 1) электрон потерялся на входе в область дрейфа; 2) поглотился в конверторе; 3) его энергия стала меньше заданного порога; 4) электрон слишком далеко ушел от конвертора, потеряв возможность провзаимодействовать с ним; 5) упал на проводник за конвертором. В качестве модели транспорта электронов в камере дрейфа использовалось (7).



При наличии осевой симметрии в задаче проводим разбиение конвертора по толщине

Рис. 4. Относительный радиальный профиль дозы на расстоянии 3 см от конвертора толщиной 100 мкм. Сплошная линия — расчет, точки — эксперимент.

и радиусу на тонкие концентрические слои. Моделируя по известным распределениям взаимодействие электронов с веществом конвертора и генерацию тормозных фотонов в трехмерной геометрии и фиксируя в каждом слое рождающиеся в нем фотоны, формируем пространственно-угловые источники излучения с соответствующим спектральным распределением. При этом внешнее поле в конверторе можно не учитывать, поскольку средний ларморовский радиус много больше толщины конвертора d , что соответствует заведомо выполняемому условию $q \ll r_0/d \sim 100$. Мы ограничим наше рассмотрение значениями $q \leq 5$, исходя из аналитической зависимости $T(q)$. Заметим, что небольшая часть электронов, движущихся в приосевой области, имеет малый ларморовский радиус порядка d , однако он много больше длины свободного пробега в конверторе, т. е. столкновительный транспорт в любом случае является доминирующим эффектом в процессе взаимодействия. Далее по заданным источникам определяются характеристики поля ТИ, причем описанный подход позволяет наиболее корректно моделировать перенос фотонов в трехмерной геометрии с учетом возможного рассеяния. В данной работе учитывалась лишь нерассеянная компонента.

Были выполнены расчеты применительно к условиям эксперимента, проводившегося на установке Ангара-1. Помимо указанных выше параметров, имели $R_z = 5$ см, $r_w = 0.125$ см, давление воздуха 0.5 Тор. Стационарная функция распределения электронов на аноде была выбрана в виде

$$f_b = \text{const} \cdot \exp\left(-\frac{r^2}{r_p^2}\right) \cos \theta_0 \delta(E - E_0) [\delta(\varphi) + \delta(\varphi - \pi)], \quad (22)$$

где $E_0 = 1$ МэВ.

Такой выбор был сделан, исходя из анализа расчетных данных, полученных при численном моделировании «ангарского» пинч-диода по программе POISSON-2 [7], а также экспериментальных данных по определению профиля пучка. Использовался танталовый конвертор, за ним была установлена защита из графита толщиной 0.6 см. Получены следующие результаты (статистическая погрешность в расчетах не превосходит 10 %).

1. Фактор пропускания $T(q)$ хорошо коррелирует с соответствующей аналитической зависимостью, при этом в максимуме он занижен на 8 %, что объясняется учетом конечного размера анодного пятна (рис. 3).

2. Проведено сравнение с экспериментом; на рис. 4 представлены расчетный относительный радиальный профиль экспозиционной дозы на расстоянии 3 см

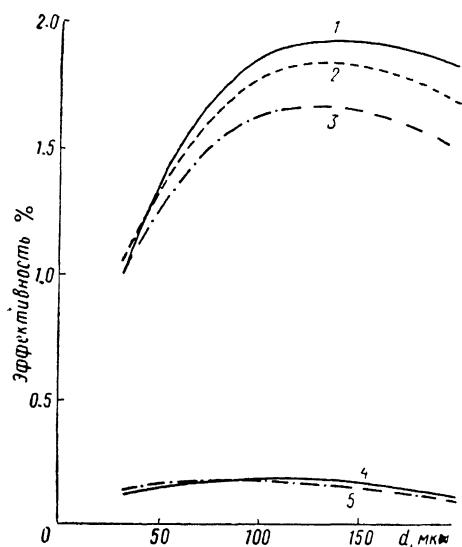
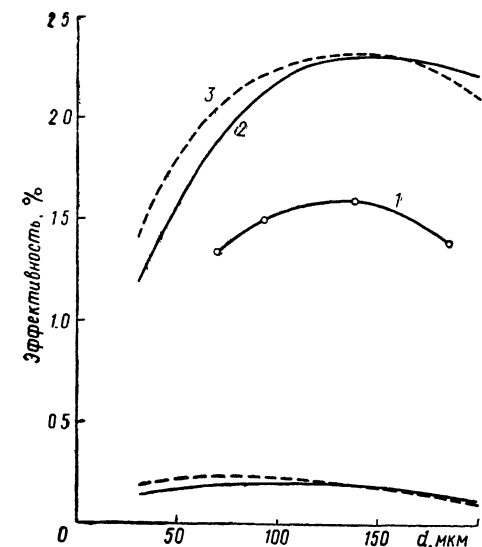


Рис. 5. «Идеальная» эффективность конверсии ($T=1$) в зависимости от толщины конвертора (нижние кривые соответствуют диапазону энергий фотонов до 100 кэВ).

1 — стандартный однопроходовой режим [8], 2 — $q=3$, 3 — $q=5$.

Рис. 6. «Реальная» эффективность конверсии ($T < 1$) в зависимости от толщины конвертора.

q : 1, 4 — 3; 2 — 4; 3, 5 — 5.

от конвертора толщиной 100 мкм, а также экспериментальные точки. Согласие достаточно хорошее. Абсолютное значение дозы на оси в пересчете на ток пучка 200 кА и длительность импульса $\tau_n=70$ нс составляет 23 кР; величина, полученная в эксперименте, около 15 кР. Расхождение можно объяснить отличием модельной функции распределения от реальной, а также погрешностью дозиметрии.

3. Согласие с экспериментом позволяет провести достаточно корректную оптимизацию данного способа конверсии. Определим его эффективность как отношение энергии выходящего в переднее полупространство ТИ к энергии электронов E_0 . На рис. 5 представлена «идеальная» эффективность (без учета потерь на входе в дрейфовую камеру) в зависимости от толщины конвертора для разных q . Верхние кривые соответствуют всему энергетическому диапазону фотонов, нижние — диапазону до 100 кэВ (сверхжесткие рентгеновские фотоны). Видно, что максимум является очень широким и с ростом q медленно смещается влево, практически не поднимаясь: при увеличении q от 3 до 5 оптимальная толщина для всего диапазона смещается от 150 до 130 мкм, что совпадает с оптимумом для стандартного однопроходового режима с нормальным падением 140 мкм [8], а для рентгеновского диапазона — от 100 до 70 мкм, что объясняется, очевидно, многопроходовостью электронов через конвертор. При этом максимальная эффективность по сравнению со стандартом больше приблизительно в 1.5 раз (1.6 для рентгеновских фотонов). Картина меняется, если

участь потери на входе ($T < 1$): с ростом q «реальная» эффективность в области оптимальных толщин падает (рис. 6).

Таким образом, получены следующие оптимальные значения параметров: $q_{\text{опт}}=3.0$, $d_{\text{опт}}=100-150$ мкм для полного выхода энергии, 70—100 мкм для выхода в диапазоне до 100 кэВ. Рассмотренный способ конверсии позволяет в принципе увеличить выход излучения за импульс приблизительно в 1.5 раз (если каким-либо образом заметно снизить потери в пучке на входе в камеру дрейфа), а мощность излучения — более чем в 2—3 раза по сравнению со стандартным однопроходовым режимом.

Список литературы

- [1] *Ottinger P. F., Goldstein S. A.* // Phys. Rev. Lett. 1980. Vol. 45. N 5. P. 340—343.
- [2] *Halbleib J. A.* // IEEE Trans. on Nucl. Sci. 1980. Vol. NS-27. N 6. P. 1469—1473.
- [3] *Lee J. R., Backstrom R. C., Halbleib J. A.* et al. // J. Appl. Phys. 1984. Vol. 56 (11). P. 3175—3181.
- [4] *Чен Ф.* Введение в физику плазмы. М.: Мир, 1987. 398 с.
- [5] *Nardi E., Peleg E., Zinamon Z.* // Plasma Phys. 1978. Vol. 20. P. 597—604.
- [6] *Байгарин К. А., Бариное Н. У., Киселев В. Н.* и др. // Тез. докл. IV Всесоюз. симпозиума по сильноточной электронике. 1986, Томск. Ч. 1. С. 136—138.
- [7] *Астрелин В. Т., Иванов В. Я.* // Автометрия. 1980. № 3. С. 92—98.
- [8] *Sanford T. W. L., Halbleib J. A.* // IEEE Trans. on Nucl. Sci. 1984. Vol. NS-31. P. 1095—1100.

Поступило в Редакцию
17 ноября 1989 г.