

УЧРЕЖДЕНИЕ
РОССИЙСКОЙ АКАДЕМИИ НАУК
ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ
им. Г.И. Будкера СО РАН
СИБИРСКОГО ОТДЕЛЕНИЯ РАН
(ИЯФ СО РАН)

В.В. Анашин, К.В. Золотарёв,
В.Е. Панченко, С.В. Хрущёв

БЕРИЛЛИЕВЫЙ ПРИЁМНИК СИ
ИЗ СВЕРХПРОВОДЯЩЕГО
ПОВОРОТНОГО МАГНИТА 8.5 Тл
НАКОПИТЕЛЯ 2.2 ГэВ / 1 А

ИЯФ 2011-29

НОВОСИБИРСК
2011

**Бериллиевый приёмник СИ
из сверхпроводящего поворотного магнита 8.5 Тл
накопителя 2.2 ГэВ / 1 А**

В.В. Анашин, К.В. Золотарёв, В.Е. Панченко), С.В. Хрущёв*
630090, Новосибирск, Институт ядерной физики им. Г.И. Будкера

Аннотация

В связи с проектом специализированного источника жёсткого СИ-накопителя с энергией 2.2 ГэВ, имеющего в своей структуре сверхпроводящие поворотные магниты с полем вплоть до 8.5 Тл, – актуален приёмник СИ из таких магнитов. При токе в накопителе вплоть до 1 А проинтегрированная по вертикальному углу мощность пучка СИ всех длин волн превышает 380 Вт в миллирадиан горизонтального угла. Используемое обычно скользящее падение лучей на весьма протяжённый приёмник СИ в данном случае неприемлемо по габаритной и другой, более критичной, причинам. Здесь рассмотрены фотонные процессы в альтернативном, бериллиевом, приёмнике СИ длиной всего 20 см.

**Beryllium absorber of SR
from 8.5 T superconducting bending magnet
of 2.2 GeV / 1 A storage ring**

V.V. Anashin, S.V. Khrushchev, V.E. Panchenko), K.V. Zolotarev*
630090, Novosibirsk, Budker Institute of Nuclear Physics, Russia

Abstract

In connection with the project of the dedicated source of hard SR, the storage ring with the energy of 2.2 GeV and superconducting bending magnets with the field of up to 8.5 T in its structure, there is the problem of creation of an appropriate absorber of SR from such magnets. At a current in the storage ring of up to 1 A, the all wavelengths SR beam power, integrated with respect to vertical angle, exceeds 380 watts per milliradian of horizontal angle. In similar cases, incidence of rays at a shallow angle relative to a greatly lengthy absorber of SR is usually applied. Here such geometry is unacceptable one because of overall and other, more critical, reasons. Photon processes in the alternative absorber, of beryllium, of only 20 cm length are here considered.

*) email: panchenko@inp.nsk.su

Введение

В ИЯФ СО РАН обсуждается проект специализированного источника интенсивного жёсткого СИ-накопителя с энергией электронов 2.2 ГэВ, имеющего в своей структуре, помимо обычных тёплых поворотных магнитов, сверхпроводящие магниты с полем вплоть до 8.5 Тл.

Подобный магнит описан в [1], а развитие проекта накопителя освещено в [2], [3], [4] и [5].

Поскольку в накопителе предполагается весьма большой ток, вплоть до 1 А, целесообразен поиск приёмников СИ (поглотителей СИ в зарубежной терминологии) нетрадиционного типа.

Здесь предлагается бериллиевый приёмник излучения – как альтернатива весьма протяжённому приёмнику со скользящим падением лучей. Детальное рассмотрение фотонных процессов в бериллиевом приёмнике предваряется данными по распределению поля в сверхпроводящем магните и вдоль траектории электронов в нём.

1. Сверхпроводящий поворотный магнит

В окончательном варианте накопителя (см. последнюю публикацию в [4]) магнит поворачивает траекторию электронов на 15°. Излучение из него выводится в основной, центральный, канал, а также в два боковых канала – резервный и мониторный.

На рис. 1 представлена зависимость z -составляющей поля \mathbf{B} магнита ($|B_x|$ и $|B_y| \ll |B_z|$) от координаты y в медианной плоскости $z = 0$. Эти и следующие ниже по 2-й раздел включительно количественные данные относятся к магниту с наибольшим значением поля $B_z (y = 0, x = 0) = 8.416$ Тл.

Зависимость $B_z (y, x)$ в медианной плоскости показана на рис. 2.

Угол поворота траектории электрона на её отрезке (L) определяется первым интегралом z -составляющей поля по этому отрезку, то есть в радианах в системе единиц СГС величиной

$$(r_e / e) (\gamma^2 - 1)^{-1/2} \int_{(L)} B_z(\ell) d\ell,$$

где релятивистский фактор $\gamma = (m_e c^2)^{-1} \mathcal{E}_e$, \mathcal{E}_e – энергия электрона. Здесь она равна 2.2 ГэВ.

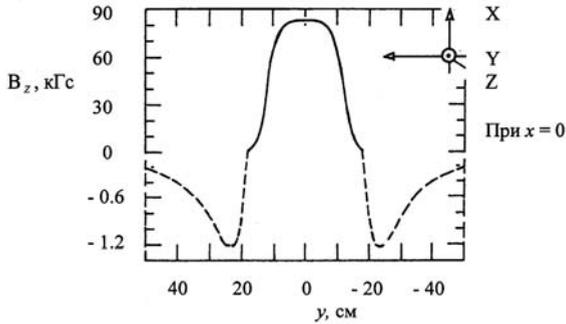


Рис. 1. Зависимость z -составляющей поля магнита 8.416 Тл от координаты y в медианной плоскости $z = 0$.

Потеря электроном энергии на излучение по всем направлениям, обусловленная изменением его импульса в поле магнита, определяется интегралом квадрата z -составляющей поля по траектории – вторым интегралом поля. На отрезке $d\ell$ траектории в поле $B_z(\ell)$ в плоскости ХУ потеря равна

$$(2/3) r_e^2 \gamma (\gamma^2 - 1)^{1/2} B_z^2(\ell) d\ell$$

в системе единиц СГС. За один пролёт обозначенного на рис. 1 сегмента [$y = -50$ см, $y = 50$ см] электрон теряет на излучение по всем направлениям энергию $\Delta \mathcal{E}_e = 87.55$ кэВ, что составляет менее 0.004% от величины энергии \mathcal{E}_e . Таким образом, в магните она приблизительно постоянна.

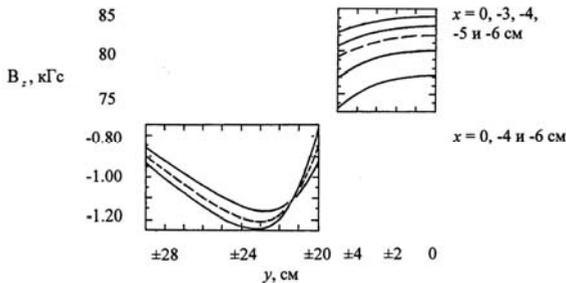


Рис. 2. Симметричные относительно оси Х фрагменты профилей поля по оси Y при различных значениях x в медианной плоскости магнита 8.416 Тл.

Построенная с учётом этого и зависимости $B_z(y, x)$ (рис. 2) проекция траектории электрона на медианную плоскость показана на рис. 3. Она симметрична относительно оси Х. А график зависимости от y угла отклонения траектории от оси Y в медианной плоскости (рис. 4) симметричен

относительно начала координат. В пределах указанного выше сегмента угол поворота траектории электрона магнитом составляет 15.09° .

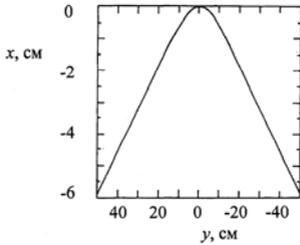


Рис. 3. Проекция траектории электрона на медианную плоскость для магнита 8.416 Тл.

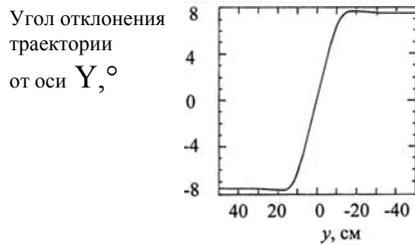


Рис. 4. В медианной плоскости (магнит 8.416 Тл).



Рис. 5. Поле вдоль траектории электрона в медианной плоскости (магнит 8.416 Тл).

Зависимость поля вдоль траектории от угла её отклонения от оси Y представлена на рис. 5.

2. Излучение из сверхпроводящего магнита

95.5% потери энергии электроном на излучение по всем направлениям на указанном в разделе 1. сегменте (рис. 1, 3 и 4) приходится на эффективную длину

$$\left[\int_{(L)} B_z(\ell) d\ell \right] / B_z(y=0, x=0) = 22.83 \text{ см}$$

магнита из всех 100.75 см длины траектории электрона в сегменте. На эффективной длине магнита траектория является приблизительно круговой (см. рис. 4): поле на соответствующем участке траектории (рис. 5) почти однородно (близко к значению 8.4 Тл в центре магнита) в широком диапазоне углов выпуска СИ из магнита.

Проинтегрированная по вертикальному углу мощность излучения всех длин волн по всем направлениям с горизонтальной дуги в один миллирадиан при токе I_e в накопителе равна

$$(2/3) \cdot 10^{-3} r_e \gamma (\gamma^2 - 1) B_z I_e$$

в системе единиц СГС. На эффективной длине магнита $B_z \approx 8.4$ Тл, чему при токе 1 А соответствует мощность 378 Вт/мрад – практически вся вперёд в данном заведомо ультрарелятивистском случае $\gamma \gg 1$. При этом полная мощность излучения всех электронных сгустков в накопителе из магнита, точно определяемая величиной $e^{-1} \Delta \mathcal{E}_e I_e$, составляет 87.55 кВт.

Выпуск излучения из сверхпроводящего магнита в три канала обуславливает необходимость наличия, по меньшей мере, пяти приёмников излучения. Расстояние от центра магнита до области размещения приёмников определяется следующими за ним линзами и тёплыми поворотными магнитами, а также периметром накопителя (около 210 м) и усреднённым диаметром биологической защиты. Приёмники не могут размещаться близко к ней, так как фронтэнд СИ содержит много функциональных элементов ([5], [6] и [7]).

Реальным выглядит расстояние 5 м между центром сверхпроводящего магнита и приёмниками. Фронт приёмников, соответствующий 15-ти градусам выпуска СИ из магнита, превышает 1 метр. Один миллирадиан охватывает 0.5 см по фронту: погонная нагрузка на фронт превышает 750 Вт/см.

Эмпирическое значение допустимой нагрузки для медного приёмника СИ не превышает 150 Вт/см и 200 Вт/см для дорогостоящего медно-алюминиевого сплава GlidCop®.

Таким образом, в рассматриваемом случае (2.2 ГэВ, 8.5 Тл, 1 А) одиночный медный приёмник СИ должен быть ориентирован под углом более 80° к фронтальной плоскости.

В данном случае выпуска СИ в угле 15° нужно множество таких одиночных приёмников, размещённых в виде гребёнки. Но такая композиция не только громоздка, но и неприемлема вообще: обращённые навстречу пучку СИ острия одиночных приёмников неизбежно подвержены оплавлению, быстро разрушающему каждый приёмник.

3. Бериллиевый приёмник излучения

Следует существенно уменьшить концентрацию мощности, поглощаемой в тонком лицевом слое приёмника. Для достижения этого имеется единственный способ – переход от меди к элементу со значительно меньшим атомным номером. По понятным причинам исключается литий.

Следующий за ним в периодической таблице бериллий – вполне технологичный, хотя и канцерогенный, металл.

Заслуживает внимания не имеющий отношения к синхротронному излучению вопрос о фотонейтронах из бериллиевого приёмника СИ в электронном накопителе – источнике жёсткого тормозного излучения.

Технологический бериллий на 100% представлен изотопом ^9Be . Среди всех элементов ядро ^9Be имеет самый слабосвязанный нейтрон: энергия связи составляет 1.665 МэВ. И соответственно порог фотоядерной реакции (ядерного фотоэффекта)



равен 1.666 МэВ. Сечение этой реакции сразу за порогом достигает одного миллибарна и, после снижения вдвое, возвращается к прежнему значению уже при энергии 3 МэВ налетающих гамма-квантов, продолжая непрерывно расти с увеличением этой энергии и достигая гигантского резонанса.

Порождённые этой реакцией фотонейтроны и нейтроны – продукты реакции $^9\text{Be} (^4\text{He}, n)^{12}\text{C}$ – активируют конструктивные материалы: сам бериллий, медь, а также железо, хром и никель, составляющие нержавеющую сталь.

Но сечения ядерного фотоэффекта на тех же хrome и никеле в гигантском резонансе достигают 105 и 50 миллибарн соответственно. Таким образом, бериллий в сравнении с хромом и никелем в отношении наведённой активности выделенным элементом не является. А опыт показывает, что наведённая активность в накопителях с энергией электронов до 10 ГэВ – во всяком случае при токах до 1 А – как фактор радиационной опасности себя не проявляет (в отсутствие, понятно, конверторов для получения позитронов).

Конечно, приёмник СИ находится в прямой видимости по отношению к тормозным фотонам и выбывающим из сгустков электронам, что может усугубить активирующую роль бериллия. Поэтому здесь она и не выносятся за скобки окончательно.

Понятно, водяные ходы в самом бериллии делать нельзя по экологическим соображениям. Бериллиевая пластина толщиной около одного сантиметра помещается между двумя медными охладителями с обычными полостями для протока воды (рис. 6). Технология изготовления охладителей подчиняется обычному правилу: ни сварки, ни пайки между водяной

полостью и вакуумом. Для обеспечения теплового сопряжения бериллия с медью и пластической компенсации различий их тепловых деформаций достаточно, например, индия или сплава Вуда.

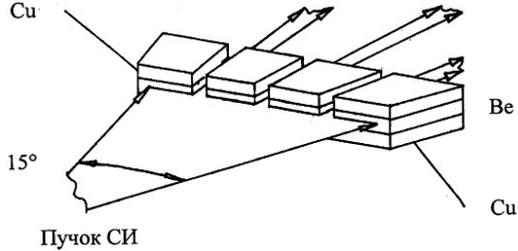


Рис. 6.

4. Сечения взаимодействия фотонов СИ с бериллием

Хрестоматийные значения сечений взаимодействия фотонов с энергиями $\mathcal{E}_\gamma \geq 0.001$ МэВ практически со всеми элементами в своё время дали E. Storm и H.I. Israel. Здесь эти данные использованы.

Поскольку тонкий лицевой слой приёмника СИ непосредственно облучается мягкими фотонами, особенно важна область $\mathcal{E}_\gamma \leq 0.001$ МэВ. Для неё имеются измерения [8]: один из двух авторов этой работы, Burton L. Henke, является классиком рентгеновской метрологии. Рис. 7 компилирован из этой работы. Он представляет зависимость пропускания (Пр) бериллиевого фильтра толщиной $M = 8.1 \cdot 10^{-5}$ г/см² от энергии фотонов. Причём справа, эта зависимость приходит как раз к $\mathcal{E}_\gamma = 0.001$ МэВ.

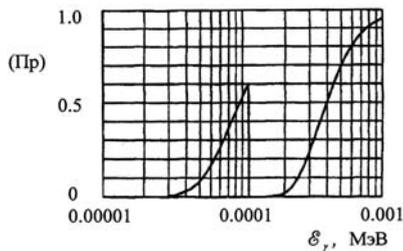


Рис. 7.

Здесь уместно очертить круг процессов взаимодействия фотонов с бериллием. Именно, является ли в случае (2.2 ГэВ, 8.5 Тл) существенным рождение электрон-позитронных пар в кулоновских полях ядер и атомных электронов бериллия фотонами СИ – присутствуют ли в заметном количестве в данном спектре СИ фотоны с энергиями $\mathcal{E}_\gamma \geq 2 m_e c^2$?

Проинтегрированная по вертикальному углу мощность СИ (ультрарелятивистский случай) в один миллирадиан горизонтального угла в промежутке энергий фотонов от \mathcal{E}_γ до $\mathcal{E}_\gamma + d\mathcal{E}_\gamma$ в системе единиц СГС равна

$$(2/3)^2 \cdot 10^{-3} (\alpha/e) I_e \gamma F(\mathcal{E}_\gamma / \mathcal{E}_{\gamma c}) d\mathcal{E}_\gamma.$$

Критическая энергия фотонов спектра СИ

$$\mathcal{E}_{\gamma c} = (3/2) (e r_e / \alpha) \gamma^2 B_z.$$

Нормализованная функция спектра СИ

$$F(\mathcal{E}_\gamma / \mathcal{E}_{\gamma c}) = (3^{5/2} / 8\pi) (\mathcal{E}_\gamma / \mathcal{E}_{\gamma c}) \int K_{5/3}(\xi) d\xi,$$

где интеграл берётся от $\mathcal{E}_\gamma / \mathcal{E}_{\gamma c}$ до ∞ по немой переменной ξ , равен единице в пределах от 0 до ∞ и одной второй – в пределах от 0 до 1 (или от 1 до ∞). В интегральном представлении при заведомо вещественных здесь значениях аргумента ξ функция порядка 5/3

$$K_{5/3}(\xi) = \int_0^\infty \exp(-\xi \operatorname{ch} \chi) \operatorname{ch}(5/3 \chi) d\chi.$$

Здесь $\mathcal{E}_{\gamma c} = 27.4$ кэВ. $F(1) = 0.4$, а при $\mathcal{E}_\gamma = 1$ МэВ $F(36.6) < 10^{-15}$. К тому же, сечение рождения пар излучением с $\mathcal{E}_\gamma = 1.5$ МэВ в бериллии меньше одного миллибарна на атом. Это при том, что сечение полного ослабления для фотонов с критической энергией чуть меньше 0.7 б.

Итак, генерация фотонов, рождающих пары, в рассматриваемом случае ничтожна. Пренебрежимы также экзотические комбинационное рассеяние и ядерные процессы.

Таким образом, здесь сечение полного ослабления

$$\mu = \sigma^{ког} + \sigma_a^{неког} + \sigma_s^{неког} + \tau_a + \tau_s$$

исчерпывается следующими слагаемыми:

1) $\sigma^{ког}$ – сечение томсон-рэлеевского рассеяния фотона электронами атомов. Электроны остаются в прежних состояниях. Величина импульса фотона не изменяется. Отдача воспринимается атомами;

2) $\sigma_a^{неког} + \sigma_s^{неког}$ – сечение комптоновского рассеяния фотона на связанном электроном атома с его ионизацией и сообщением энергии высвобожденному электрону или на слабосвязанном внешнем электроном атома как свободном в металле (Клейн и Нишина). В обоих случаях рождаются комптоновский электрон отдачи, взаимодействие которого с

веществом даёт вклад в истинное поглощение падающего излучения (индекс a), и конечный, рассеянный, фотон (индекс s);

3) $\tau_a + \tau_s$ – сечение фотоэффекта. Поглощение атомом жёсткого фотона приводит к появлению вакансии во внутреннем электронном слое: взаимодействие высвобожденного при этом фотоэлектрона с веществом даёт вклад в истинное поглощение (a). Атом же из возбуждённого состояния возвращается в основное либо испусканием линий соответствующей рентгеновской серии (s), либо безызлучательным переходом (внутренней конверсией не покинувшего атом фотона) – испусканием электронов Оже или Костера – Кронига (a).

Таким образом, передача энергии излучения частицам (электронам) характеризуется сечением истинного поглощения

$$\mu_a = \sigma_a^{\text{некоз}} + \tau_a,$$

а разность $\mu - \mu_a$ отвечает за передачу энергии излучения фотонам. Пучок СИ проходит через середину бериллиевого приёмника излучения (рис. 6), имея по истинному поглощению (a) хорошую геометрию (коллимированность). А периферия хорошей геометрии сверху и снизу (её ореол) заполнена фотонами (s). Их взаимодействия с бериллием и, далее, с медью верхнего и нижнего охладителей, в свою очередь, имеют вторичный цепочный характер – опять же по истинному поглощению и по фотонной компоненте. Часть её возбуждает рентгеновскую флуоресценцию меди.

Зависимости перечисленных выше сечений от \mathcal{E}_γ таковы, что по мере приближения к $\mathcal{E}_\gamma = 0.001$ МэВ отношение $(\mu - \mu_a) / \mu$ монотонно падает с уменьшением \mathcal{E}_γ . При 0.001 МэВ оно составляет всего 0.1%: при энергиях фотонов менее 0.001 МэВ в пределах погрешностей, с которыми вообще известны значения сечений, полное ослабление практически исчерпывается истинным поглощением.

Для $\mathcal{E}_\gamma \leq 0.001$ МэВ из рис. 7 извлечены численные значения сечений истинного поглощения (полного ослабления) для бериллия

$$\mu_{(a)} = -[\ln(\Pi p)] / [(N_A / A^{Be}) M], \text{ см}^2.$$

При энергии фотонов 0.001 МэВ такое значение совпадает с тем, что дано у E. Storm и H.I. Israel для μ_a . Результат извлечения значений $\mu_{(a)}(\mathcal{E}_\gamma)$ представлен на рис. 8 сплошными кривыми с штриховыми экстраполяционным дополнением и интерполяционным дополнением, учитывающим К-край поглощения бериллия.

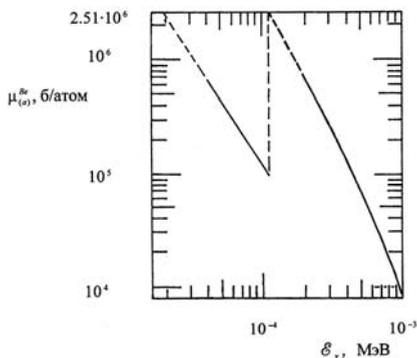


Рис. 8.

5. Распространение СИ из сверхпроводящего магнита в бериллиевом приёмнике

Для рассматриваемого случая (2.2 ГэВ, 8.5 Тл, 1 А) выполнено рутинное численное проведение через бериллий пучка СИ со спектром, определяемым формулами в 4-м разделе, из центра магнита. Для энергий фотонов менее 0.001 МэВ использованы значения сечений из рис. 8, а для 0.001 ÷ 0.570 МэВ – данные E. Storm и H.I. Israel.

Результат проведения показан на рис. 9. Сплошная кривая описывает мощность СИ, истинно поглощённую в бериллии к его глубине t в определяемом хорошей геометрией «керна» пучка. А штриховая – испытывающую полное ослабление. Эта кривая асимптотически стремится к проинтегрированной по вертикальному углу мощности 382 Вт/мрад потока фотонов всех энергий из центра магнита (см. 2-й раздел).

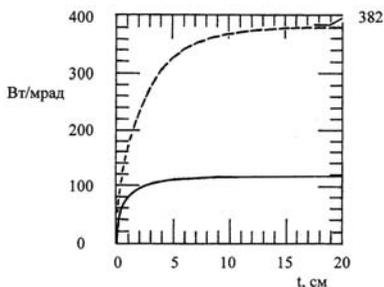


Рис. 9.

На рис. 10 приведены спектры СИ, оставшегося не ослабленным к глубине t бериллия.

Численное дифференцирование функций, представленных графиками на рис. 9, по t даёт зависимости соответствующих погонных мощностей от t (рис. 11).

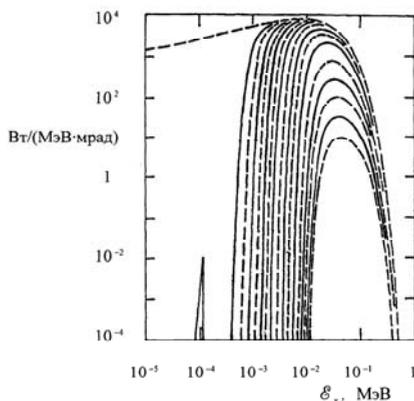


Рис. 10. Спектры СИ, оставшегося не ослабленным на глубине $t = 0, 0.001, 0.003, 0.008, 0.018, 0.038, 0.088, 0.188, 0.388, 0.888, 1.5, 3, 6, 9, 12, 16$ и 20 см (штриховые и сплошные линии последовательно – слева направо), то есть содержащего свою интенсивность в «крене» хорошей геометрии на указанной глубине.

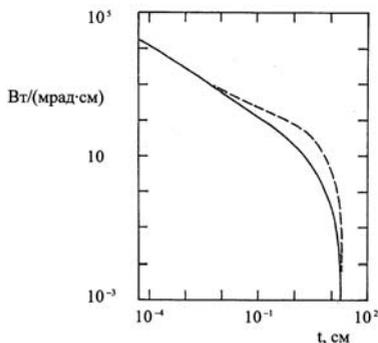


Рис. 11.

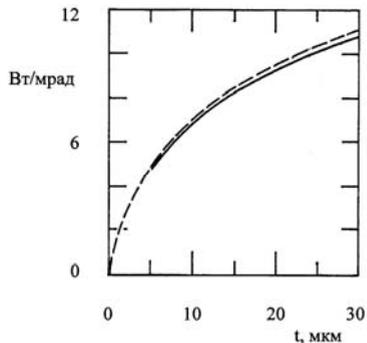


Рис. 12.

Из рисунков 9 и 11 видно, что при использовании в качестве приёмника излучения даже такого лёгкого элемента как бериллий, не говоря уже о меди, концентрация мощности, поглощённой в тонком лицевом слое приёмника, чрезвычайно велика.

В связи с этим правые части рисунков 9 и 11 большей частью имеют смысл в отношении радиационной безопасности. А внимания заслуживают первые десятки микрон глубины бериллия.

На рис. 12 показан начальный фрагмент рисунка 9, а приповерхностные погонные поглощённые мощности – на рисунках 13 и 14. Из них следует, что в первых 10 микронах поглощается мощность 6.9 Вт/мрад, а в следующих за ними – 2.4 Вт/мрад. Конечно, рисунки 13 и 14 очень условны, так как не учитывают реальную шероховатость лицевой плоскости приёмника.

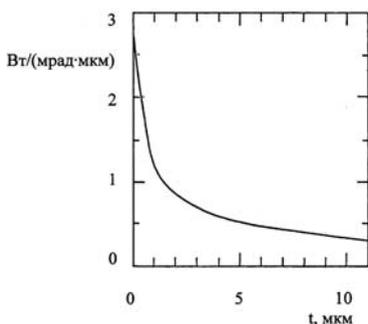


Рис. 13.

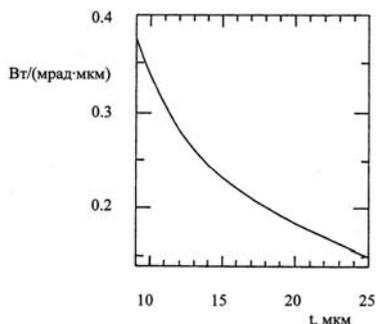


Рис. 14.

Заключение

Выполненные вычисления являются подробной заготовкой для учитывающей все процессы в совокупности температурно-тепловой программы. Здесь же представляется уместным сделать оценку для первых 10 микрон бериллия.

Данные о значениях теплопроводности k_T бериллия при различных температурах весьма разноречивы. На рис. 15 приведен результат их усреднения.

Для оценки принимаются следующие, разной степени произвольности, допущения (рис. 6). Падающий пучок СИ бесконечно тонок. Поток тепла с тыльной «плоскости» лицевого 10-микронного слоя, безусловно направленный вглубь бериллия, не учитывается: потоки тепла вдоль слоя направлены только вверх и вниз к медным охладителям, на обеих границах поддерживающим некоторую стационарную температуру. Коэффициент черноты лицевой плоскости, испускающей инфракрасное излучение навстречу пучку СИ, равен единице. По толщине слой нагрет однородно – в центре до температуры, назначаемой при оценке.

Половина мощности 6.9 Вт/мрад (5-й раздел), поглощённой в рассматриваемом слое бериллия, обуславливает тепловой поток к одному из охладителей. От этого потока непрерывно ответвляется инфракрасное излучение с лицевой поверхности слоя. Перенос тепла к охладителю по слою и излучательное ответвление описываются простыми рекуррентными соотношениями, учитывающими зависимость теплопроводности бериллия от температуры, приведенную на рис. 15.

В предвидении весьма напряжённого стационарного температурного режима в лицевой плоскости бериллия здесь для центра слоя назначены 1500 К – всего на 53 градуса меньше его температуры плавления. Низкая температура центра достигается только ценой уменьшения толщины

бериллиевой пластины, но эта толщина должна с запасом охватывать вертикальный размер пучка СИ.

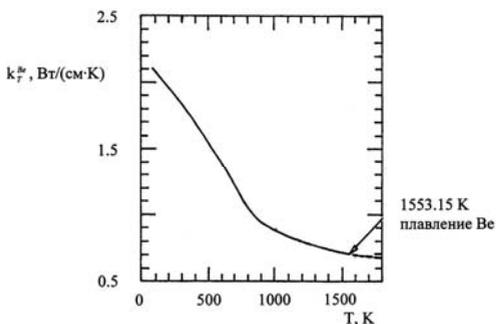


Рис. 15.

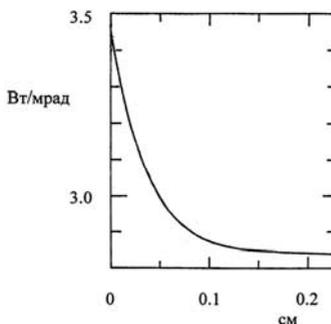


Рис. 16.

Рис. 16 иллюстрирует ослабление теплового потока на его пути вдоль лицевого 10-микронного слоя к охладителю благодаря излучению, а на рис. 17 показана температура слоя на этом пути.

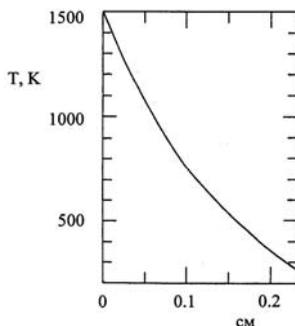


Рис. 17.

Охладитель на его границе с бериллием обеспечивает температуру, в лучшем случае достигающую комнатной. Из последнего рисунка следует, что при этом толщина бериллиевой пластины едва превышает 0.4 см.

Эти жёсткие условия: указанная малая толщина бериллия и 1500 К в центре лицевой поверхности приёмника – показывают его предельные возможности для погонной мощности падающего на него СИ, достигающей 750 Вт/см по фронту.

Литература

- [1] *S.V. Khruschev, et al.*, 9 Tesla superbend for BESSY-2. - Proceedings of APAC'04, S. Korea, 2004; *A.M. Batrakov, D. Kraemer, G.N. Kulipanov, V.H. Lev, N.A. Mezentssev, E.G. Miginsky, V.A. Shkaruba, V.M. Syrovatin, V.M.*

ezentsev,

V.E. Panchenko, A.V. Philipchenko, Y.V. Rakshun, A.V. Utkin, N.A. Vinokurov, K.V. Zolotarev. Compact hard X-ray synchrotron radiation source based on superconducting bending magnets. // Nucl. Instr. and Meth. A 575 (2007) 1-6.

- [3] *K. Kadyrzhanov, S. Lysukhin, E. Antokhin, K. Zolotarev, N. Mezentsev, G. Kulipanov, A. Philipchenko, V. Panchenko, A. Utkin.* Project of 2 GeV synchrotron light source for the Republic of Kazakhstan. - APAC 2007, Raja Ramanna Centre for Advanced Technology (RRCAT), Indore, India (<http://accelconf.web.cern.ch/AccelConf/a07/PAPERS/TUPMA023.PDF>), 4 pages.
- [4] *ZOLOTAREV Konstantin.* Project of A New Hard X-Ray Source For Siberian Synchrotron Radiation Center, and *MEZENTSEV Nikolai,* Survey of Superconducting Insertion Devices in Budker INP. - Both at Nanobeam 2008 Workshop Sunday 25 May 2008, Friday 30 May 2008, Budker Institute of Nuclear Physics, Thursday 29 May 2008 / Accelerator technology (00h45'); *E.I. Antokhin, G.N. Kulipanov, N.A. Mezentsev, V.E. Panchenko, A.V. Philipchenko, Y.V. Rakshun, N.A. Vinokurov, K.V. Zolotarev,* Project of a new hard X-ray source for Siberian Synchrotron Radiation Center, Digest reports of the XVII International Synchrotron Radiation Conference **SR-2008**, June 15-20, 2008, Novosibirsk, Russia, page (4-11); *E.I. Antokhin, G.N. Kulipanov, N.A. Mezentsev, S.V. Miginsky, V.E. Panchenko, A.V. Philipchenko, Y.V. Rakshun, A.V. Utkin, N.A. Vinokurov, K.V. Zolotarev.* // Nucl. Instr. and Meth. 603 (2009) 1-3.
- [5] *К.В. Золотарёв, В.Е. Панченко, С.В. Хрущёв.* Предварительная проработка флантэндов СИ из сверхпроводящих поворотных магнитов 8.5 Тл накопителя 2.2 ГэВ. // Препринт ИЯФ 2008-31, Институт ядерной физики СО РАН, Новосибирск (2008).
- [6] *V.E. Panchenko.* SR beamlines at the VEPP-4 electron direction by the end of 1993. - Report on the Activities of Siberian International Synchrotron Radiation Centre in 1991-1992, Budker Institute of Nuclear Physics, Novosibirsk (1994), pp. 230-259.
- [7] *M.G. Fedotov, M.A. Kholopov, V.S. Kuz'minykh, L.A. Mironenko, S.I. Mishnev, V.E. Panchenko, I.Ya. Protopopov, V.V. Rachkova, L.P. Rukhlyada, A.N. Selivanov.* SR front ends of VEPP-4M storage ring. // Nucl. Instr. and Meth. A 470 (2001) 89-93.
- [8] *B.L. Henke and P.A. Jaanimagi.* Two-channel, elliptical analyzer spectrograph for absolute, time-resolving time-integrating spectrometry of pulsed x-ray sources in the 100-10 000-eV region. // Rev. Sci. Instrum. 56 (1985) 1537-1552, No. 8, August.

В.В. Анашин, К.В. Золотарёв, В.Е. Панченко, С.В. Хрущёв

**Бериллиевый приёмник СИ
из сверхпроводящего поворотного магнита 8.5 Тл
накопителя 2.2 ГэВ / 1 А**

V.V. Anashin, S.V. Khrushchev, V.E. Panchenko, K.V. Zolotarev

**Beryllium absorber of SR
from 8.5 T superconducting bending magnet
of 2.2 GeV / 1 A storage ring**

ИЯФ 2011-29

Ответственный за выпуск А.В. Васильев

Работа поступила 3.10. 2011 г.

Сдано в набор 4.10. 2011 г.

Подписано в печать 5.10. 2011 г.

Формат 60х90 1/16 Объем 1,0 печ.л., 0.8 уч.-изд.л.

Тираж 100 экз. Бесплатно. Заказ № 29

Обработано на РС и отпечатано
на ротапринте «ИЯФ им. Г.И. Будкера» СО РАН,
Новосибирск, 630090, пр. Академика Лаврентьева, 11