01

Влияние пленения излучения на эмиссионные рентгеновские спектры многозарядных ионов железа, формируемых при воздействии ультрарелятивистских лазерных импульсов на тонкие фольги

© М.А. Алхимова, И.Ю. Скобелев

Объединенный институт высоких температур Российской академии наук (ОИВТ РАН),
Москва, Россия

e-mail: maryalkhimova@ihed.ras.ru

Поступила в редакцию 20.03.2025 г.
В окончательной редакции 30.04.2025 г.
Принята к публикации 08.07.2025 г.

Выполнен атомно-кинетический расчет, демонстрирующий существенное влияние самопоглощения на линейчатые рентгеновские эмиссионные спектры плазмы, формируемой при облучении тонких железных фольг ультрарелятивистскими лазерными импульсами. На примере спектров водородо- и гелиеподобных ионов железа показано, что в режиме двухимпульсного облучения мишени относительное макроскопическое движение различных областей лазерной плазмы приводит к асимметрии контуров и значительному изменению соотношений интенсивностей спектральных компонент, однако при этом может компенсировать эффекты самопоглощения, связанные с нагревом преплазмы.

Ключевые слова: рентгеноспектральная диагностика, высокотемпературная лазерная плазма, рентгеновские спектры, многозарядные ионы.

DOI: 10.61011/OS.2025.08.61505.7708-25

Введение

Эффекты пленения излучения являются одним из важнейших факторов, формирующих спектр линейчатого излучения плазмы. Роль этих эффектов определяется в первую очередь значениями оптической толщины τ_0 в центре спектральной линии и электронной плотности плазмы. Поскольку коэффициент поглощения падает при уменьшении длины волны излучения, то, как правило, плазма различных плазменных источников является оптически толстой для спектральных линий видимого и УФ областей и даже при сравнительно больших размерах оптически тонкой для рентгеновского излучения. В случае лазерной плазмы, которая характеризуется высокой и сверхвысокой плотностью, плазма может быть оптически толстой и в рентгеновском диапазоне, несмотря на свои микроскопические размеры.

Однако в некоторых случаях макроскопическое движение областей плазмы относительно друг друга может очень сильно уменьшать роль самопоглощения в формировании эмиссионных линейчатых спектров. Даже при небольших значениях скоростей V_0 относительного движения двух областей плазмы коэффициент поглощения в центре линии, испускаемой одной плазменной областью, будет в другой плазменной области пропорционален значению $f\left(\omega_0(1+V_0/c)\right)$, которое меньше (и, возможно, значительно меньше) значения $f(\omega_0)$. При больших значениях V_0 контур поглощения $f\left(\omega_0(1+V_0/c)\right)$ может вообще перестать перекрываться с контуром излучения $f(\omega_0)$ (это произойдет, когда $\omega_0 V_0/c \gg \Delta\omega_0$, где $\Delta\omega_0$ — собственная ширина спектральной линии), и плазма может стать оптически тонкой. Такой эффект просветления плазмы необходимо всегда иметь в виду при интерпретации эмиссионных спектров лазерной плазмы, где практически всегда существует относительное движение ее различных пространственных областей, и которая, как правило, сильно неоднородна.

Двухимпульсный режим облучения твердотельной фольги ультрарелятивистскими лазерными импульсами с интенсивностью более 10^{21} W/cm^2 активно используется в экспериментах, где необходимо создать плазмы с существенно различной плотностью. Наиболее просто это можно сделать, задержав один лазерный импульс относительно другого. Тогда созданная первым лазерным импульсом плазма к моменту прихода второго импульса уже успеет расшириться, и в зависимости от времени задержки ее плотность может быть существенно ниже плотности второй плазмы. Далее будем называть плазму, созданную первым импульсом, преплазмой, а сам первый импульс — предимпульсом. При этом лазерные импульсы могут облучать мишень как с двух сторон, так и с одной. Если в первом случае надо использовать два различных лазерных импульса, то во втором может использоваться один лазерный импульс, а роль второго будет выполнять его предимпульс (или пьедестал). Схемы движения плазм, образованных при одностороннем и двустороннем режимах облучения мишени, приведены на рис. 1.

Из рис. 1 видно, что при двухимпульсном режиме облучения мишени-фольги будут образованы две плазмы, движущиеся с относительной скоростью $\mathbf{V}_0$, причем при одностороннем облучении мишени относительная

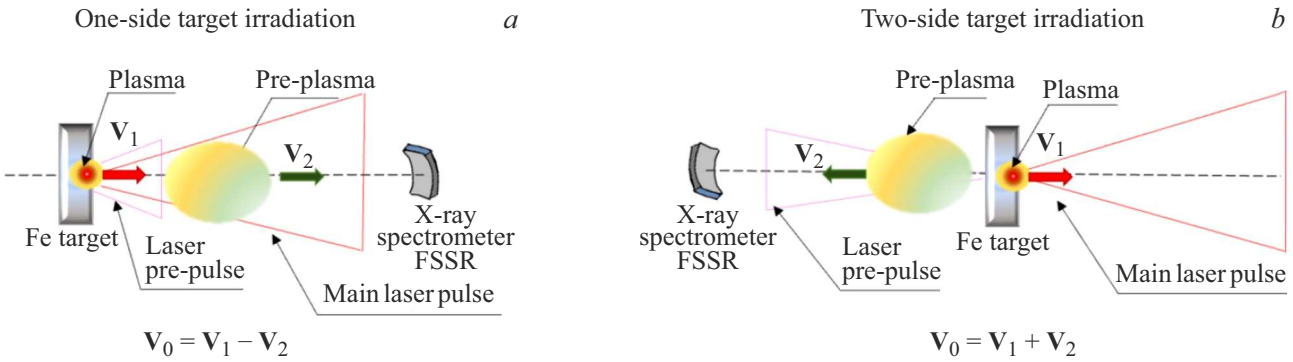

Рис. 1. Схема относительного движения двух областей плазм со скоростью $\mathbf{V}_0$ при одностороннем (a) и двустороннем (b) облучении мишени-фольги.

скорость движения плазмы может быть оценена как $\mathbf{V_0} = |\mathbf{V_1} - \mathbf{V_2}|$, а в случае двустороннего облучения как $\mathbf{V_0} = |\mathbf{V_1} + \mathbf{V_2}|$. Поскольку в первом случае относительная скорость движения плазмы будет значительно ниже, чем во втором, то можно ожидать, что эффекты самопоглощения будут гораздо меньше во втором случае, т. е. при двустороннем облучении.

Двусторонний режим облучения использовался в экспериментах по бесстолкновительному ускорению ионных пучков за счет диссипативных электростатических ударных волн [1,2]. В этих экспериментах сначала на тыльную поверхность мишени приходил первый лазерный импульс с интенсивностью $\sim 10^{15}$ W/cm^2, а затем через $1-2$ ns на переднюю поверхность мишени фокусировали основной импульс с интенсивностью $\sim 10^{21}$ W/cm^2. Односторонний двухимпульсный режим облучения возникает практически во всех случаях использования импульсов пико- и фемтосекундной длительности, обладающих естественным предимпульсом, если не предприняты особые меры по увеличению лазерного контраста за счет, например, использования плазменных зеркал [3–5]. Однако с точки зрения макроскопического движения областей плазмы имеет смысл рассматривать случай „контролируемого“ предимпульса, формируемого отдельно с задержкой от 500 fs до $1-2$ ns до прихода основного импульса с интенсивностью не менее 1% от интенсивности основного лазерного импульса [6–8]. Таким образом, если основной лазерный импульс имеет интенсивность на мишени порядка $10^{17}-10^{21}$ W/cm^2, то предимпульс будет иметь интенсивность на мишени порядка $10^{15}-10^{19}$ W/cm^2. При облучении железной фольги такой предимпульс может сформировать плазму с температурой несколько сотен электрон-вольт и плотностью, варьируемой от очень низких значений, меньших критической электронной плотности $N_{\text{cr}} \sim 10^{21}$ cm^{-3}, до твердотельной ионной плотности $N_{\text{solid}} \sim 8 \cdot 10^{22}$ cm^{-3}.

В настоящей работе выполнены атомно-кинетические расчеты, которые показали, что эффекты поглощения излучения, возникающие при двухимпульсном облучении плоских мишеней-фольг из железа (Fe, атомный номер $Z = 26$), могут приводить как к существенным изменениям в контурах наблюдаемых спектральных линий, так и к просветлению преплазмы. Конкретные расчеты выполнены для рентгеновского эмиссионного K-спектра плазмы железа, содержащего линии излучения в диапазоне длин волн $\Delta\lambda = 1.7-1.95$ Å, соответствующие переходам в H-подобном ионе FeXXVI и He-подобном ионе FeXXV.

Результаты расчетов

Расчеты, представленные в работе, были выполнены при помощи радиационно-столкновительного кода PrismSPECT [9], в основе которого лежат следующие предположения.

Расчеты концентраций ионов железа выполнялись в рамках нестационарной кинетической модели, описываемой системой уравнений

$$\frac{dN_i^Z}{dt} = \sum_{i',Z'} K_{ii'}^{ZZ'} N_{i'}^{Z'}, \tag{1}$$

где N_i^Z — населенность i-го уровня в ионе со спектроскопическим символом Z, $K_{ii'}^{ZZ'}$ — кинетическая матрица, недиагональные элементы которой представляют вероятности переходов между состояниями $i'Z'$ и iZ за счет всех элементарных актов взаимодействия, а диагональные элементы равны сумме вероятностей переходов из состояния iZ во все остальные.

Эту систему необходимо дополнить уравнением квазинейтральности плазмы:

$$\sum_{iZ} (Z-1) N_i^Z(t) = N_e(t), \tag{2}$$

и учесть закон сохранения для тяжелых частиц:

$$V(t) \sum_{iZ} N_i^Z(t) = N_0 V_0, \tag{3}$$

где N_0 — начальная концентрация атомов в мишени, V_0 — начальный объем плазмы, а $N_e(t)$ и $V(t)$ — концентрация электронов и объем плазмы в момент t.

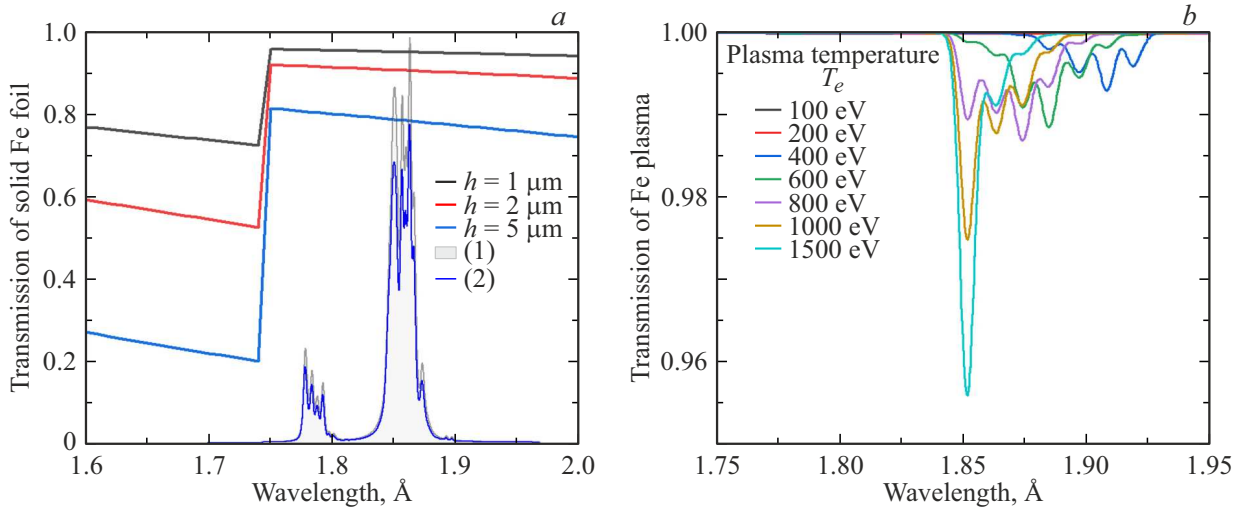

Рис. 2. (*a*) Модельный спектр плазмы железа, рассчитанный при помощи PrismSPECT, и кривые пропускания рентгеновского излучения твердотельной железной фольгой с толщиной $h = 1, 2, 5\,\mu$m, рассчитанные в [12]. (*b*) Расчет функции пропускания плазмы с критической электронной плотностью $N_e = N_{\text{cr}} = 10^{21}\,\text{cm}^{-3}$ и толщиной $l_p = 2\,\mu$m в зависимости от электронной температуры плазмы T_e.

Элементы кинетической матрицы зависят от параметров плазмы, т. е. от температуры и концентрации свободных электронов. Эти параметры входят в вероятности столкновительных переходов. Если параметры плазмы не меняются со временем, то при $t \to \infty$ заселенности уровней стремятся к своим стационарным значениям (которые, однако, могут быть термодинамически неравновесными), которые можно определить из системы стационарных кинетических уравнений.

Кинетическая матрица $K_{ii'}^{ZZ'}$ содержит вероятности всех элементарных процессов, происходящих в плазме. Поскольку для интересующих нас высокозарядных ионов вероятности многоэлектронной ионизации значительно ниже вероятностей одноэлектронной ионизации, можно предположить, что элементы кинетической матрицы отличны от нуля только в тех случаях, когда $(Z - Z') = 0, \pm 1$. Элемент кинетической матрицы, соответствующий $(Z - Z') = 0$, можно представить в виде суммы вероятностей спонтанного радиационного перехода, вынужденных радиационных переходов и столкновительных переходов. Если $(Z - Z') = 1$, то элементы кинетической матрицы равны сумме вероятностей автоионизации, фотоионизации и столкновительной ионизации. Наконец, в случае $(Z - Z') = -1$ элементы кинетической матрицы равны сумме вероятностей столкновительной (тройной) рекомбинации, фоторекомбинации и диэлектронного захвата. Все указанные выше элементарные процессы были рассмотрены при решении кинетической системы.

Рассмотрим сначала случай одноимпульсного нагрева, когда в результате облучения железной мишени-фольги толщиной $1-5\,\mu$m высококонтрастным лазерным импульсом ультрарелятивисткой интенсивности, образуется плотная, высокотемпературная плазма. В спектре излучения такой плазмы будут присутствовать линии, отвечающие переходам в H-подобном ионе железа Fe XXVI, и линии, соответствующие переходам в He-подобном ионе железа Fe XXV. Такие спектры неоднократно наблюдались в экспериментах на лазерных установках sub-PW-мощности [10–12]. Типичный спектр излучения такой плазмы, рассчитанный при помощи радиационно-столкновительного кода PrismSPECT [9] для плоского плазменного слоя с толщиной $l_p = 0.5\,\mu$m, электронной температурой $T_e = 1800$ eV и твердотельной ионной плотностью $N_i = N_{\text{solid}} = 8 \cdot 10^{22}\,\text{cm}^{-3}$, приведен на рис. 2, *a*. Здесь же показаны кривые пропускания рентгеновского излучения твердотельной железной фольгой толщиной $1-5\,\mu$m, рассчитанные в [13].

Исходный модельный спектр Fe-плазмы (на рис. 2, *a* и далее выделен светло-серым цветом и обозначен индексом (1)) содержит резонансный дублет $\text{Ly}_{\alpha 1,2}$ (длины волн 1.77, 1.78 Å) H-подобного иона FeXXVI с соответствующими диэлектронными сателлитами и резонансную и интеркомбинационную линии $\text{He}_{\alpha 1,2}$ (длины волн 1.85, 1.86 Å) He-подобного FeXXV с соответствующими Li-, Be- и B-подобными сателлитами. Если спектрометр наблюдает тыльную сторону мишени, то, как видно из рис. 2, *a*, исходный спектр несколько поглощается в холодной части мишени, но при толщинах до $5\,\mu$m включительно (синяя кривая на рис. 2, *a*) изменение контуров и относительной интенсивности компонент весьма незначительно. При дальнейшем увеличении толщины фольги поглощение станет существенным, и его необходимо будет учитывать [14].

Теперь рассмотрим случай двухимпульсного облучения. Первый импульс независимо от того, на передней или тыльной поверхности он фокусируется, мы будем называть предимпульсом, а созданную им плазму —

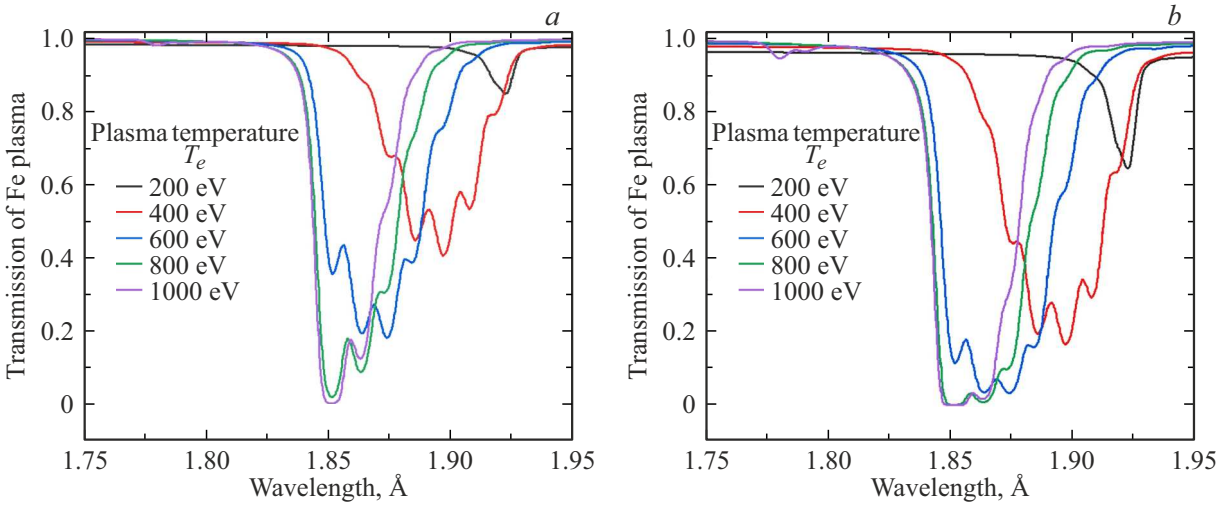

Рис. 3. Зависимость функции пропускания преплазмы железа с твердотельной плотностью $N_i = N_{\text{solid}} = 8 \cdot 10^{22}\,\text{cm}^{-3}$ от электронной температуры при различных толщинах преплазмы: $l_p = 0.5$ (a), $1\,\mu$m (b).

преплазмой. В зависимости от задержки импульса относительно предимпульса плотность преплазмы к моменту образования основной плазмы может либо остаться близкой к твердотельной, либо существенно упасть. Предположим, что предимпульс создал плазму с критической электронной плотностью $N_e = N_{\text{cr}} = 10^{21}\,\text{cm}^{-3}$ и толщиной $l_p = 2\,\mu$m. На рис. 2, b представлены результаты расчета пропускания такой преплазмы в зависимости от ее электронной температуры T_e. Видно, что даже при $T_e = 1500$ eV преплазма с критической плотностью остается прозрачной для рентгеновского излучения в исследуемом диапазоне длин волн 1.7–1.95 Å (энергии фотонов 6–7 keV) и эффектов поглощения наблюдаться не будет.

Другая картина будет наблюдаться при малых задержках, когда преплазма не успевает расшириться, и в момент прихода основного импульса имеет почти твердотельную плотность. На рис. 3 показаны функции пропускания преплазмы с плотностью $N_i = N_{\text{solid}} = 8 \cdot 10^{22}\,\text{cm}^{-3}$ в зависимости от электронной температуры плазмы T_e для различных толщин плазменного слоя l_p. Из рис. 3 видно, что пропускание плотной преплазмы сильно зависит как от температуры плазмы, так и от толщины плазменного слоя. Даже при малой толщине преплазмы $\sim 0.5\,\mu$m при температуре 400 eV наблюдается интенсивное поглощение линий в диапазоне длин волн 1.87–1.92 Å, причем при увеличении температуры до 800 eV область поглощения смещается в сторону более коротких длин волн и уже включает область около 1.85 Å, в которой располагаются линии He$_\alpha$. Из рис. 3, b отчетливо видно, что увеличение толщины плазменного слоя приводит к усилению поглощения. При толщине плазменного слоя в $1\,\mu$m наблюдается поглощение 80–100% излучения в области 1.85–1.90 Å при $T_e \geq 600$ eV (рис. 3, b).

На рис. 4 показано, как будет изменяться исходный спектр плазмы железа при прохождении через преплазму с толщиной $l_p = 0.5\,\mu$m, если ее температура варьируется от 400 до 800 eV. Температура плазмы, созданной предимпульсом, оказывает заметное влияние на вид спектра: при 400 eV наблюдается изменение в соотношении интенсивностей линий He$_{\alpha 1,2}$ и уменьшение интенсивности сателлитной группы к He$_\alpha$ (красная кривая на рис. 4). При увеличении температуры преплазмы до 800 eV поглощение спектра в области He$_\alpha$ достигает максимума, а вид спектра в области линии Ly$_\alpha$ и ее Не-подобных сателлитов остается неизменным.

До сих пор мы не учитывали взаимное движение преплазмы и плазмы относительно друг друга. Между тем ситуация с поглощением спектральных компонент становится более сложной, если учесть этот эффект. Пусть V_0 — относительная скорость макроскопического движения двух областей плазмы, характерное значение которой $\sim 10^7$–10^8 cm/s [15]. Тогда спектры испускания и поглощения будут сдвинуты относительно друг друга на величину $\lambda(V_0/c)$.

Будем использовать систему отсчета, связанную с излучающей плазмой. Тогда в случае двухстороннего нагрева (рис. 1, b) $V_0 = V_1 + V_2$, а спектр поглощения будет сдвинут в коротковолновую сторону. На рис. 5 на верхних панелях показаны функции пропускания твердотельной плазмы железа с температурами 400 (рис. 5, a), 600 (рис. 5, b) и 800 eV (рис. 5, c), рассчитанные при различных значениях скорости относительного движения V_0. Нижние панели рис. 5 демонстрируют изменения исходного спектра, вызванные прохождением через преплазму, движущуюся относительно излучающей плазмы. Из рис. 5 видно, что при относительной скорости $V_0 \sim 10^6$–10^7 cm/s смещение спектра поглощения составляет сотые доли ангстрема, что заметно меньше характерной ширины излучаемых линий. В этом случае

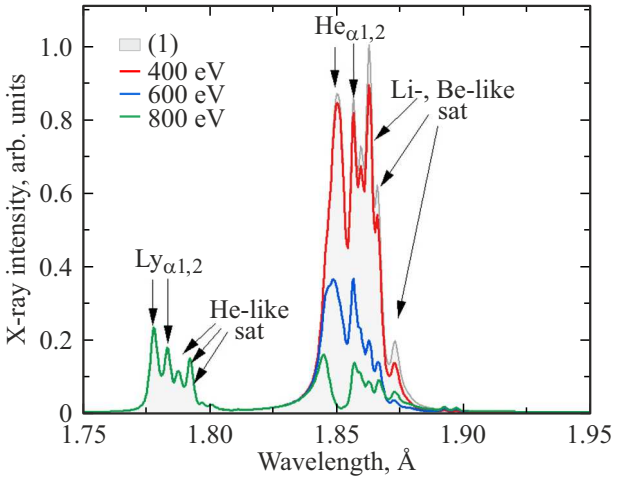

Рис. 4. Расчет прохождения исходного эмиссионного спектра железной плазмы (серая кривая), рассчитанного для $T_e = 1800$ eV, $N_i = N_{\text{solid}} = 8 \cdot 10^{22}$ cm^{-3}, $l_p = 0.5\,\mu$m, через более холодную твердотельную преплазму толщиной $l_p = 0.5\,\mu$m при электронной температуре 400, 600, 800 eV.

эффект относительного движения почти не будет сказываться на наблюдаемых эмиссионных спектрах. При росте V_0 усиливается поглощение резонансной линии He$_{\alpha1}$ и уменьшается поглощение более длинноволновых диэлектронных сателлитов, обусловленных переходами в Li-, Be-, B-подобных ионах. Из рис. 5 следует, что при $V_0 \geq 10^8$ cm/s область поглощения начинает заметно смещаться в сторону более коротких длин волн, что приводит при $T_e \sim 600-800$ eV к росту интенсивности линий He$_{\alpha1,2}$. Из рис. 5, *c* видно, что при $T_e = 800$ eV и $V_0 \sim 7 \cdot 10^8$ cm/s эффекты поглощения практически отсутствуют для линии He$_\alpha$ и ее сателлитов, а эффектов поглощения в области Ly$_\alpha$ не возникает.

В случае одностороннего нагрева (рис. 1, *a*) $V_0 = V_1 - V_2$, а спектр поглощения будет сдвинут в длинноволновую сторону. Результаты расчета для этого случая показаны на рис. 6, где на верхних панелях показаны функции пропускания твердотельной плазмы железа с температурами 400 (рис. 6, *a*), 600 (рис. 6, *b*) и 800 eV (рис. 6, *c*), рассчитанные при различных значениях скорости относительного движения V_0, а на нижних панелях изображены изменения исходного спектра, вызванные прохождением через преплазму. Из рис. 6 видно, что при $T_e \sim 400$ eV сдвиг области поглощения в длинноволновую сторону приводит к прозрачности преплазмы в диапазоне длин волн $\Delta\lambda = 1.7-1.87$ Å и исходный спектр излучения почти не претерпевает изменений. Последующее увеличение температуры приводит к коротковолновому смещению области поглощения в среднем на 0.03 Å на каждые 200 eV, которое не может быть скомпенсировано смещением в длинноволновую сторону за счет относительного движения плазмы при скоростях $V_0 \sim 10^6-10^8$ cm/s. Это приводит к эффективному поглощению области спектра в диапазоне $\Delta\lambda = 1.84-1.90$ Å, содержащем линии He$_{\alpha1,2}$ и сателлиты к ней. Из рис. 6, *b, c* следует, что при $V_0 > 10^8$ cm/s область поглощения начинает заметно смещаться в сторону более длинных волн, что приводит при $T_e \sim 600-800$ eV к росту интенсивности линий He$_{\alpha1,2}$ и восстановлению профиля группы линий Li-, Be-подобных сателлитов. При $V_0 \sim 7 \cdot 10^8$ cm/s эффекты поглощения практически отсутствуют для линии He$_{\alpha1,2}$ и ее сателлитов.

Заключение

Представленные в работе расчеты для рентгеновских эмиссионных K-спектров плазмы тонких железных фольг подтверждают, что эффекты пленения излучения всегда имеют место при двухимпульсном режиме облучения мишеней: как при одностороннем, так и при двустороннем. Образование преплазмы в зависимости от ее плотности, температуры и скорости разлета может существенно влиять на конфигурацию рентгеновского эмиссионного спектра и может в несколько раз изменить соотношение интенсивностей спектральных компонент. Если эффекты поглощения излучения с энергиями фотонов 6–7 keV несущественны в холодной мишени-фольге с толщиной до $5\,\mu$m, то при ее нагреве их влияние может становиться значительным даже при не слишком большой толщине преплазмы $\sim 1\,\mu$m. Рост температуры преплазмы приводит к смещению области поглощения в коротковолновую часть спектра и формированию окон прозрачности для спектральных компонент в более длинноволновой части спектра.

Следует отметить, что существенное влияние на характер поглощения будет оказывать преплазма, являющаяся одновременно и очень плотной, и быстро движущейся. Одновременное выполнение обоих этих условий реализуется, видимо, только при наличии значительного субпикосекундного предимпульса у основного лазерного импульса или при почти синхронном (с субпикосекундной задержкой) многопучковом облучении. Если задержка будет существенно больше (субнаносекундная или даже наносекундная), то плотность поглощающей преплазмы, а следовательно, и коэффициент поглощения к моменту прихода основного лазерного импульса станут значительно ниже. Но если обеспечить квазиодномерный разлет преплазмы за счет большого диаметра фокального пятна предимпульса, то уменьшение коэффициента поглощения будет в значительной степени компенсироваться увеличением толщины преплазмы, и эффекты поглощения (и просветления) могут быть важны и в этом случае.

Из результатов настоящей работы следует, что анализ спектральных данных, полученных в современных экспериментах на лазерных комплексах мощностью 1–10 PW, должен проводиться с учетом возможного поглощения эмиссионных спектров в движущейся преплазме, поскольку уже при интенсивности лазерного

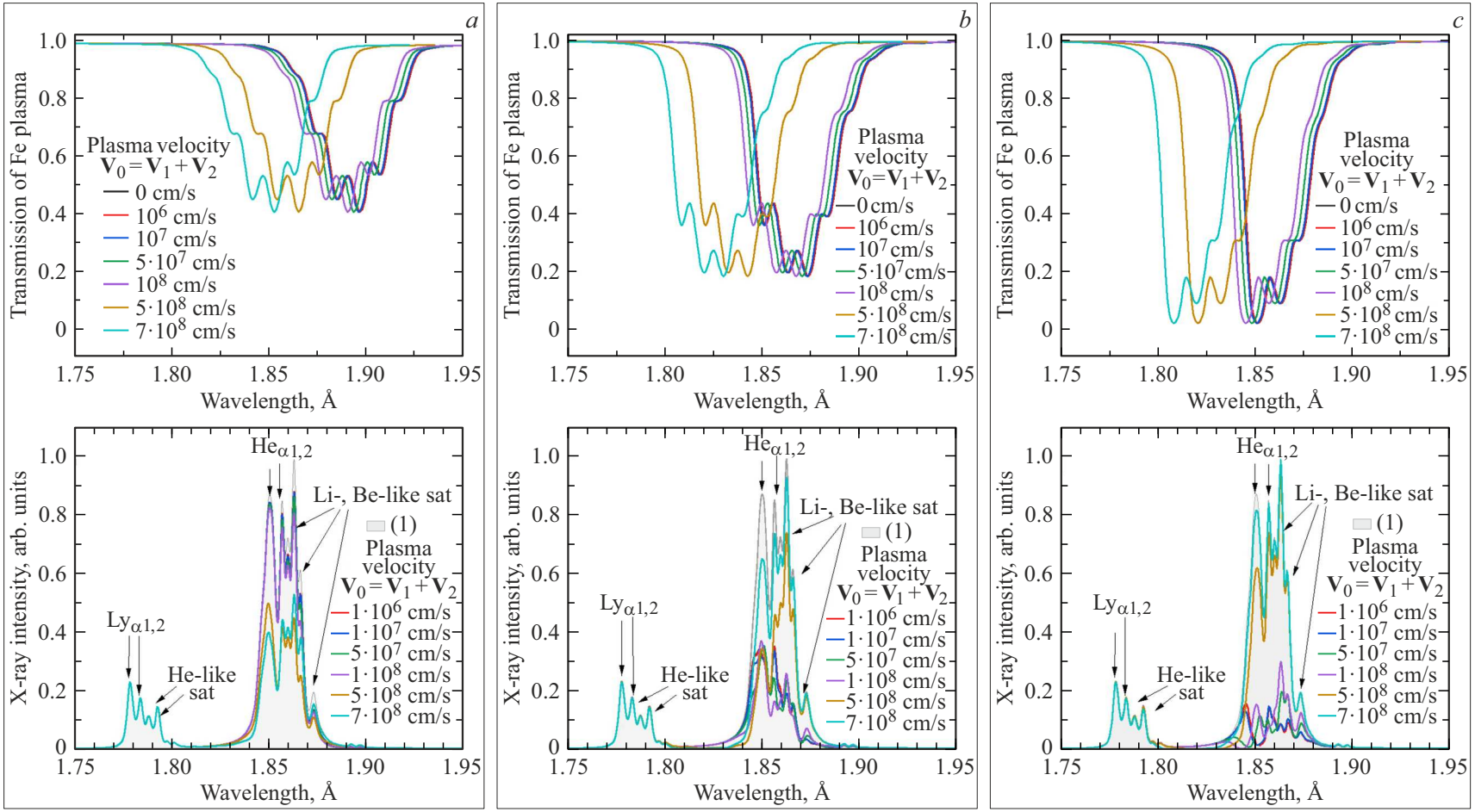

Рис. 5. Функции пропускания твердотельной плазмы железа с температурами 400 (*a*), 600 (*b*) и 800 eV (*c*), рассчитанные при различных значениях скорости относительного движения $V_0 = |\mathbf{V}_1 + \mathbf{V}_2|$ (верхние панели); результат прохождения исходного спектра через движущуюся преплазму (нижние панели).

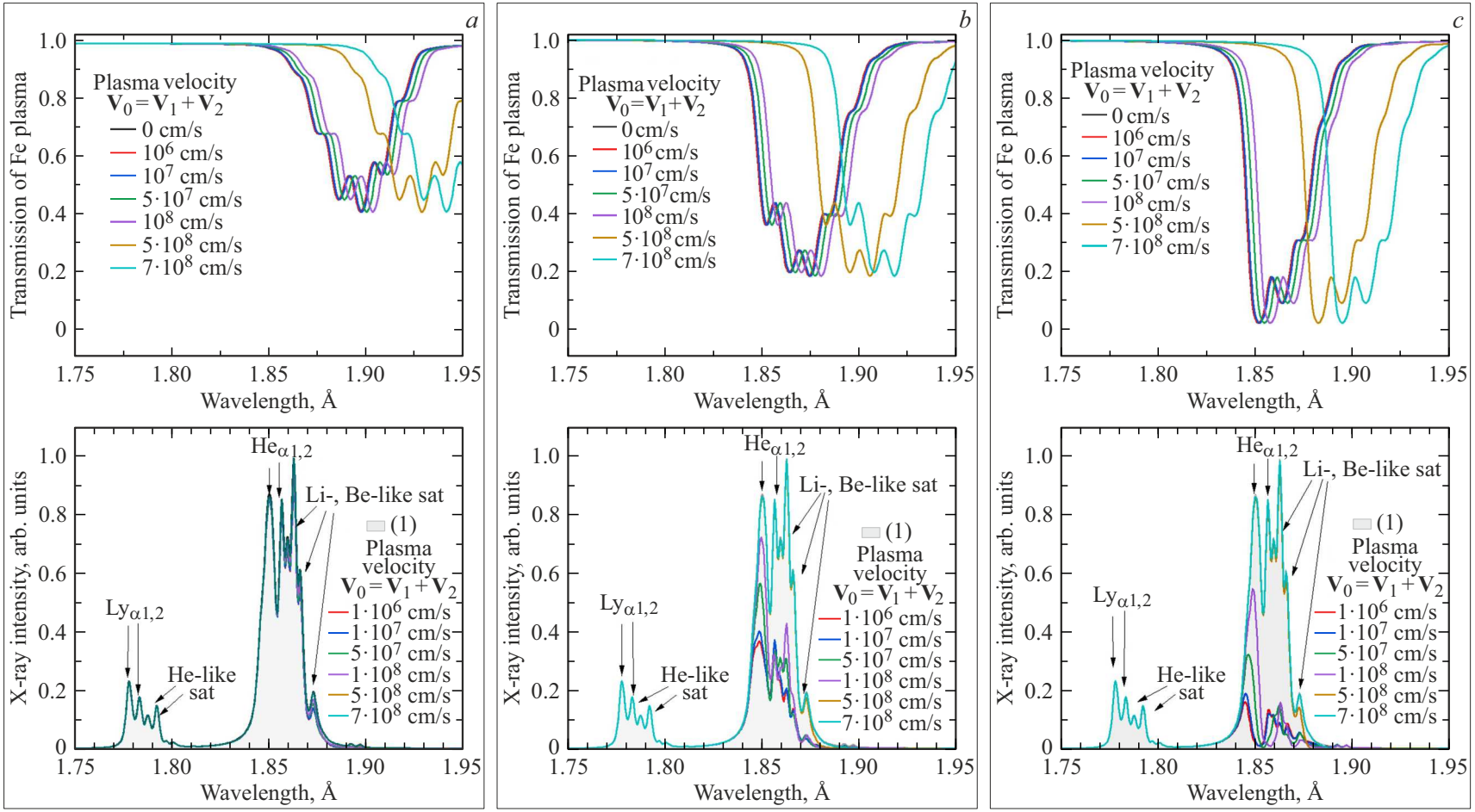

Рис. 6. Функции пропускания твердотельной плазмы железа с температурами 400 (*a*), 600 (*b*) и 800 eV (*c*), рассчитанные при различных значениях скорости относительного движения $V_0 = |\mathbf{V}_1 + \mathbf{V}_2|$ (верхние панели); результат прохождения исходного спектра через движущуюся преплазму (нижние панели).

импульса $\sim 0.3-0.5$ PW скорость движения плазмы достигает 10^8 cm/s [16]. Отметим, что эффекты пленения излучения могут быть особенно важны в задачах с многопучковым лазерным облучением мишеней различной геометрии, когда создается значительное число плазменных областей, движущихся относительно друг друга.

Финансирование работы

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации (Государственное задание № 075-00269-25-00).

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

[1] W. Zhang, H. Cai, S. Zhu. Plasma Phys. Control. Fusion., **60**, 055001 (2018). DOI: 10.1088/1361-6587/aab175
[2] R. Kumar, Y. Sakawa, L.N.K. Döhl, N. Woolsey, A. Morace. Phys. Rev. Accel. Beams., **22**, 043401 (2019). DOI: 10.1103/PhysRevAccelBeams.22.043401
[3] A. Kon, M. Nishiuchi, Y. Fukuda, K. Kondo, K. Ogura, A. Sagisaka, Y. Miyasaka, N.P. Dover, M. Kando, A.S. Pirozhkov, I. Daito, L. Chang, I.W. Choi, C.H. Nam, T. Ziegler, H.-P. Schlenvoigt, K. Zeil, U. Schramm, H. Kiriyama. High Power Laser Sci. Eng., **10**, e25 (2022). DOI: 10.1017/hpl.2022.15
[4] C. Thaury, F. Quéré, J.-P. Geindre, A. Levy, T. Ceccotti, P. Monot, M. Bougeard, F. Réau, P. D'Oliveira, P. Audebert, R. Marjoribanks, P. Martin. Nat. Phys., **3**, 424–429 (2007). DOI: 10.1038/nphys595
[5] G. Doumy, F. Quéré, O. Gobert, M. Perdrix, P. Martin, P. Audebert, J.C. Gauthier, J.-P. Geindre, T. Wittmann. Phys. Rev. E., **69**, 026402 (2004). DOI: 10.1103/PhysRevE.69.026402
[6] U. Teubner, P. Gibbon, Rev. Mod. Phys., **81**, 445–479 (2009). DOI: 10.1103/RevModPhys.81.445
[7] T. Nakamura, J.K. Koga, T.Z. Esirkepov, M. Kando, G. Korn, S.V. Bulanov. Phys. Rev. Lett., **108**, 195001 (2012). DOI: 10.1103/PhysRevLett.108.195001
[8] Y. Hanada, K. Sugioka, I. Miyamoto, K. Midorikawa. Appl. Surf. Sci., **248**, 276–280 (2005). DOI: 10.1016/j.apsusc.2005.03.050
[9] PrismSPECT. [Электронный ресурс]. URL: https://prism-cs.com/Software/PrismSPECT/overview.html
[10] A. Stafford, A.S. Safronova, A.Y. Faenov, T.A. Pikuz, R. Kodama, V.L. Kantsyrev, I. Shrestha, V.V. Shlyaptseva. Laser Part. Beams., **35**, 92–99 (2017). DOI: 10.1017/S026303461600077X
[11] M.A. Alkhimova, A.Y. Faenov, I.Y. Skobelev, T.A. Pikuz, M. Nishiuchi, H. Sakaki, A.S. Pirozhkov, A. Sagisaka, N.P. Dover, K. Kondo, K. Ogura, Y. Fukuda, H. Kiriyama, K. Nishitani, T. Miyahara, Y. Watanabe, S.A. Pikuz, M. Kando, R. Kodama, K. Kondo. Opt. Express. **25**, 29501 (2017). DOI: 10.1364/OE.25.029501
[12] M.A. Alkhimova, A.Y. Faenov, T.A. Pikuz, I.Y. Skobelev, S.A. Pikuz, M. Nishiuchi, H. Sakaki, A.S. Pirozhkov, S. Sagisaka, N.P. Dover, K. Kondo, K. Ogura, Y. Fukuda, H. Kiriyama, T. Esirkepov, S.V. Bulanov, A. Andreev, M. Kando, A. Zhidkov, K. Nishitani, T. Miyahara, Y. Watanabe, R. Kodama, K. Kondo. J. Phys. Conf. Ser., **946**, 012018 (2018). DOI: 10.1088/1742-6596/946/1/012018
[13] B.L. Henke, E.M. Gullikson, J.C. Davis. At. Data Nucl. Data Tables., **54**, 181–342 (1993). DOI: 10.1006/adnd.1993.1013
[14] A.S. Martynenko, S.A. Pikuz, I.Y. Skobelev, S.N. Ryazantsev, C.D. Baird, N. Booth, L.N.K. Döhl, P. Durey, A.Y. Faenov, D. Farley, R. Kodama, K. Lancaster, P. McKenna, C.D. Murphy, C. Spindloe, T.A. Pikuz, N. Woolsey. Matter Radiat. Extrem., **6**, 014405 (2021). DOI: 10.1063/5.0025646
[15] R. Zemskov, K. Burdonov, A. Soloviev, A. Sladkov, A. Korzhimanov, J. Fuchs, D. Bisikalo, A. Zhilkin, M. Barkov, A. Ciardi, W. Yao, M. Glyavin, M. Morozkin, M. Proyavin, A. Luchinin, P. Chuvakin, V. Ginzburg, A. Kochetkov, A. Kuzmin, A. Shaykin, I. Shaikin, S. Perevalov, A. Kotov, S. Pikuz, S. Ryazantsev, E. Khazanov, M. Starodubtsev. Astron. Astrophys., **681**, A37 (2024). DOI: 10.1051/0004-6361/20224525
[16] N.L. Kugland, D.D. Ryutov, P.-Y. Chang, R.P. Drake, G. Fiksel, D.H. Froula, S.H. Glenzer, G. Gregori, M. Grosskopf, M. Koenig, Y. Kuramitsu, C. Kuranz, M.C. Levy, E. Liang, J. Meinecke, F. Miniati, T. Morita, A. Pelka, C. Plechaty, R. Presura, A. Ravasio, B.A. Remington, B. Reville, J.S. Ross, Y. Sakawa, A. Spitkovsky, H. Takabe, H.-S. Park. Nat. Phys., **8**, 809–812 (2012). DOI: 10.1038/nphys2434