Письма в ЖЭТФ, том 122, вып. 6, с. 336 – 343

Статистические и динамические населенности уровней атомарных пучков в плазме

А. В. Демура[1], *Д. С. Леонтьев, В. С. Лисица*

Национальный исследовательский центр "Курчатовский институт", 123182 Москва, Россия

Поступила в редакцию 1 июля 2025 г.
После переработки 31 июля 2025 г.
Принята к публикации 7 августа 2025 г.

Теоретически исследована резонансная лазерная флуоресценция на штарковской структуре уровней быстрых атомов диагностических пучков в термоядерной плазме. Построена нестационарная кинетическая модель формирования населенностей штарковских подуровней для описания резонансной лазерной флуоресценции в зависимости от параметров диагностического пучка, плазмы, лазерного импульса и времени. Исследовано изменение сигнала флуоресценции на пучке в зависимости от времени и плотности плазмы. Обнаружен эффект подавления резонансной лазерной флуоресценции как при широкополосной, так и при селективной лазерной накачке штарковских подуровней с ростом плотности и стремлении нестационарных динамических населенностей к статистическим значениям, следующим из теории Шредингера эффекта Штарка и не зависящим от плотности и характера равновесия между уровнями. Результаты представляют общефизический интерес в свете экспериментального подтверждения квантовой теории Шредингера водородоподобных систем, а также в виду актуальности поиска новых возможностей пучково-лазерной диагностики плазмы.

DOI: 10.31857/S0370274X25090148, EDN: RRKRPQ

1. Введение. В настоящей работе проведено теоретическое исследование резонансной лазерной флуоресценции на структуре штарковских подуровней при электродинамическом эффекте Штарка [1–6]. Помимо того, что резонансная лазерная флуоресценция на таком объекте рассматривается впервые и может представлять общефизический интерес, эта задача потенциально интересна и в плане изучения возможностей пучково-лазерной диагностики плазмы. Электродинамический эффект Штарка или MSE (Motional Stark Effect) возникает в индуцированном электрическом поле $\mathbf{F} = [\mathbf{vB}]/c$ при пролете пучка нейтрального водорода через магнитное поле $\mathbf{B}$ в системе координат, связанной с пучком. Это приводит к штарковскому расщеплению спектра излучения атома на компоненты [1–12], обладающие различной поляризацией – π-компоненты, поляризованные вдоль $\mathbf{F}$, и σ-компоненты с поляризацией поперек $\mathbf{F}$ [1–12]. Штарковское расщепление между соседними компонентами пропорционально величине электрического поля [7–11], и для линии H_α (для подавляющего числа компонент) в единицах частоты равно $\Delta_{\rm St} = 3{\rm Ry}(F/F_a)$, F_a – атомная единица электрического поля [7–11]. Лазерная накачка оказывает влияние на кинетику населенностей штарковских подуровней, что приводит к изменению эмиссии штарковских компонент спектральных линий и в принципе может быть использовано для целей диагностики. Осознание необходимости изучения атомной кинетики штарковских подуровней возникло еще в процессе интерпретации экспериментальных результатов по проверке предсказаний теории Шредингера интенсивностей штарковских компонент линий H_α, H_β и H_γ [7–9], однако стало реализовываться только недавно в связи с MSE экспериментами. Относительное значение интенсивностей компонент в экспериментах (см. [7–9, 13]) не совпадало с предсказаниями теории Шредингера [14], а также с расчетами его последователей [15], а многие неразрешенные вопросы сохранились до сих пор [7]. Чтобы классифицировать эти проблемы, интенсивности и соответственно населенности, измеряемые при малой плотности газа и предположительно определяемые только временем радиационного распада, назвали динамическими [7, 8]. Статистическими же назвали населенности соответствующие теории Шредингера, где интенсивности пропорциональны статистическим весам состояний [7, 8]. Было установлено, что соотношение между интенсивностями компонент чувствительно к давлению в камере, помещенной в электрическое поле для наблюдения эффекта Штарка [7, 8]. Важно отметить аналогию в организации экс-

[1]e-mail: demura45@gmail.com

периментов по наблюдению интенсивностей компонент линий при эффекте Штарка в каналовых лучах [7–9] и современных пучковых диагностик в токамаках при наблюдении электродинамического эффекта Штарка (MSE) [1–3, 5, 6], в которых также наблюдаемые интенсивности не совпадают со статистическими значениями [7–9, 11]. В этой связи теоретическое исследование резонансной лазерно-индуцированной флуоресценции (РЛИФ) на штарковской структуре в диагностических пучках, чему и посвящена настоящая работа, может предоставить новые возможности как в теории, так и для пучково-лазерной диагностики плазмы, поскольку для самого существования РЛИФ принципиально отличие динамических населенностей от статистических.

2. Резонансная лазерная флуоресценция при электродинамическом эффекте Штарка.

2.1. Атомная кинетика в параболических координатах. Расчеты атомной структуры в кулоновском поле возможны, как известно [10], в сферических и параболических координатах. При построении кинетических моделей заселения атомных состояний в плазме используются, как правило, сферические координаты [12]. Ясно, однако, что при наличии внешних электрических полей необходим переход к параболическим переменным как для вероятностей радиационных, так и столкновительных процессов. Если для первых можно непосредственно использовать формулы Гордона [7, 8], то для расчета процессов столкновений необходимо использовать параболические волновые функции [7, 8]. Отметим, что в рассматриваемой задаче MSE интенсивности радиационных переходов для атома в электрическом поле селективны по параболическим квантовым числам n_1, n_2 и магнитному квантовому числу m [10]. Для корректного построения кинетики, очевидно, надо использовать селективные выражения также и для процессов столкновения. В результате атомная кинетика сводится к балансу столкновительно-радиационных переходов между параболическими штарковскими состояниями. Очевидно, что при увеличении плотности плазмы столкновительные переходы между штарковскими подуровнями приводят к их равновесному (*статвесовому*) заселению состояний. В этом случае происходит переход к одномерной кинетике только по главным квантовым числам.

Учет взаимодействия с лазерным излучением также должен учитывать селективное заселение штарковских состояний. Здесь, однако, возможны ситуации узкого и широкого спектров лазерного импульса по сравнению с величиной штарковского расщепления атомных подуровней. В первом случае переходы под воздействием лазера происходят между отдельными (индивидуальными) штарковскими компонентами, тогда как во втором – лазер возбуждает весь массив компонент, принадлежащих к начальному и конечному уровням. В этом последнем случае эффект возбуждения близок к одномерной модели, учитывающей все переходы между уровнями с различными квантовыми числами. Как видно на рис. 1, при одинаковой

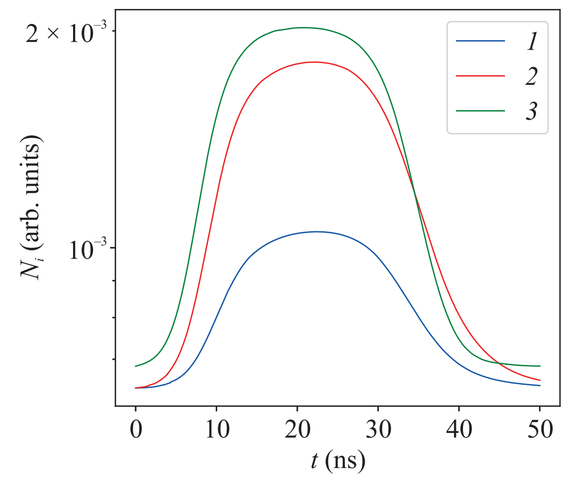

Рис. 1. (Цветной онлайн) Полная населенность (в arb. units) уровня с $n = 3$, $N_p = 3 \cdot 10^{13}$ см$^{-3}$. *1* – расчет по многомерной кинетике, лазер действует на переходы между $nkm = 320$ и $nkm = 210$, спектральная ширина лазерного импульса $\Delta\omega_L = 4.38 \cdot 10^{11}$ с$^{-1}$ ($\Delta\lambda = 100$ пм); *2* – расчет по многомерной кинетике, лазер действует на все переходы между $n = 3$ и $n = 2$, спектральная ширина лазерного импульса $\Delta\omega_L = 1.26 \cdot 10^{13}$ с$^{-1}$ ($\Delta\lambda = 2.89$ нм), $E_L = 0.0288$ Дж; *3* – расчет по n-модели спектральная ширина лазерного импульса $\Delta\lambda_L = 1.26 \cdot 10^{13}$ с$^{-1}$ ($\Delta\lambda = 2.89$ нм), $E_L = 0.0288$ Дж

спектральной интенсивности излучения широкополосного и узкополосного лазеров, результаты расчетов в многомерной кинетике близки к результатам, полученным при решении одномерной системы кинетических уравнений. В этой связи ниже рассматриваются оба случая широкого и узкого спектра лазера. Для описания резонансной лазерной флуоресценции разработаны две нестационарные столкновительно-радиационные модели (СРМ) кинетики населенностей: *1* – многомерная модель для парциальных населенностей штарковских подуровней – n_1, n_2, m, относящихся к уровню с главным квантовым числом n (ср. [4]); *2* – одномерная модель для полных населенностей уровней с данным n. Для краткости далее многомерную модель для парциальных населенностей мы будем именовать nkm-моделью ($k = n_1 - n_2$, электрическое квантовое число [7–9]), а модель кинетики по главным квантовым числам – n-моделью. Рассматривается система уровней с главными квантовыми числами от $n = 1$ до $n = 6$ включительно. Для характерных энергий диагностических пучков нейтралов скоростные коэффициенты столкновительных переходов определяются столкновениями с протонами плазмы. Они вычислялись в нормированном недипольном приближении Борна с поправочным адиабатическим фактором для области малых скоростей столкновений (см. [4]). Как будет показано далее, специфика и разнообразие переходов в парциальной кинетике приводят к некоторому отличию поведения полных населенностей от результатов одномерной, более огрубленной кинетики по главным квантовым числам. Однако основные физические закономерности обоих решений подобны.

Система кинетических уравнений имеет стандартный вид уравнений баланса столкновительно-радиационных переходов с учетом индуцированных переходов под воздействием лазера. Последние учитываются с помощью коэффициентов Эйнштейна для индуцируемых переходов $B_{nkm-n'k'm'}$ и $B_{n'k'm'-nkm}$ (*игнорируя спектральные зависимости коэффициентов поглощения ввиду малой ширины контуров поглощения по сравнению со спектральной шириной лазерного импульса*).

С учетом указанных замечаний система кинетических уравнений имеет вид

$$
\begin{aligned}
\frac{dN_{nkm}}{dt} = -N_{nkm}\Bigg[&\sum_{\substack{n'k'm'\\ n\le n'}} C_{nkm-n'k'm'} + \\
&+\sum_{\substack{n'k'm'\\ n>n'}}(C_{nkm-n'k'm'} + A_{nkm-n'k'm'})\Bigg] - \\
&- N_{nkm}\Bigg[\sum_{\substack{nk'm'\\ k,m\ne k'm'}} C_{nkm-nk'm'} + C^{\mathrm{ion}}_{nkm}\Bigg] + \\
&+\sum_{\substack{n'k'm'\\ n\le n'}}\left[N_{n'k'm'}C_{n'k'm'-nkm} + N_{n'k'm'-nkm}\right] + \\
&+\sum_{\substack{n'k'm'\\ n>n'}} N_{n'k'm'}C_{n'k'm'-nkm} - \\
&- N_{nkm}B_{nkm-n'k'm'}I(\theta,t) + \\
&+ N_{n'k'm'}B_{n'k'm'-nkm}I(\theta,t), \quad n<n',
\end{aligned}
\tag{1}
$$

$$
\begin{aligned}
\frac{dN_{n'k'm'}}{dt} &= \ldots + N_{nkm}B_{nkm-n'k'm'}I(\theta,t) - \\
&- N_{n'k'm'}B_{n'k'm'-nkm}I(\theta,t),\\
B_{n'k'm'-nkm} &= A_{n'k'm'-nkm}\cdot\frac{\pi^2c^3}{\hbar\omega^3},\\
B_{nkm-n'k'm'} &= A_{n'k'm'-nkm}\frac{\pi^2c^3}{\hbar\omega^3}\cdot\frac{g_{n'k'm'}}{g_{nkm}},
\end{aligned}
$$

где $C_{nkm-n'k'm'}$, C^{ion}_{nkm}, $A_{n'k'm'-nkm}$ – скоростные коэффициенты возбуждения, ионизации при столкновениях с протонами и радиационного распада, соответственно. $I(\theta,t) = u_L(t)\cdot f(\theta)$, где $u_L(t)$ – плотность энергии лазерного излучения [11], $f(\theta)$ – функция, учитывающая поляризацию излучения. Для одномерной кинетики система уравнений имеет аналогичный вид, где в качестве скоростных коэффициентов используются суммы соответствующих парциальных по параболическим квантовым числам скоростных коэффициентов. В обеих моделях начальными условиями являются стационарные распределения населенностей подуровней в случае nkm-модели и уровней в n-модели.

Расчеты, демонстрирующие принципиальные закономерности этой задачи, выполнены при учете воздействия лазерного импульса с заданными параметрами на радиационный переход, соответствующий, для примера, линии H-альфа ($n = 2 \to n = 3$, n – главное квантовое число) при энергии атомного пучка 50 кэВ и магнитном поле $B = 3$ Тл.

2.2. Выбор параметров лазерного импульса для расчета РЛИФ. В качестве основы системы лазерной диагностики может быть выбран лазер на красителях, накачка которого производится второй/третьей гармоникой твердотельного Nd: YAG-лазера с частотой 20 Гц. Лазерный импульс без потери общности задан в виде стандартного нормированного профиля Гаусса по времени с максимумом при $t_0 = 20$ нс и шириной $\tau = 5$ нс, и нормированного профиля Лоренца по длине или частоте волны

$$
f_L(t) = \frac{1}{\tau\sqrt{2\pi}}e^{-\frac{(t-t_0)^2}{2\tau^2}}, \quad G(\lambda) = \frac{1}{\pi}\frac{\Delta\lambda}{(\lambda-\lambda_0)^2+\Delta\lambda^2}. \tag{2}
$$

Частота лазера резонансна переходу $n = 2 \to n = 3$ и равна $\omega_0 = 2.8\cdot10^{15}\,\text{с}^{-1}$ ($\lambda_0 = 656.28$ нм). Спектральная ширина лазерного импульса $\Delta\omega$ взята приблизительно равной полному штарковскому расщеплению линии H_α и для указанных выше условий равна $\Delta\omega = 1.26\cdot10^{13}\,\text{с}^{-1}$ ($\Delta\lambda = 2.89$ нм). Максимальная спектральная плотность энергии $u_L(t,\lambda_0)$ и максимальная спектральная интенсивность $P_L(t,\lambda_0)$

лазерного излучения в шкале длин волн выражаются так

$$u_L(t,\lambda_0)=\frac{1}{\pi\sqrt{2\pi}}\cdot\frac{E_L}{c\tau S\Delta\lambda}\exp\left[-\frac{(t-t_0)^2}{2\tau^2}\right],$$
$$P_L(t,\lambda_0)=\frac{1}{\pi\sqrt{2\pi}}\cdot\frac{E_L}{\tau S\Delta\lambda}\exp\left[-\frac{(t-t_0)^2}{2\tau^2}\right], \tag{3}$$

где E_L – энергия лазерного импульса, c – скорость света, S – площадь сечения пучка лазерного излучения, которая взята равной 2.25 см^2. Для максимальной спектральной интенсивности излучения в шкале длин волн используется стандартная размерность $[P_L(t,\lambda\ =\ 0)]\ =$[Вт/см^{2}пкм]. Средняя населенность в течение импульса определена как: $<N_i>=\frac{1}{50}\int\limits_0^{50}N_i(t)dt$. Интервал прослеживания временной эволюции населенностей выбран равным 50 нс и включает в себя время действия лазерного импульса (который начинает нарастать начиная с $t=10$ нс и затухает в $t=30$ нс, что примерно соответствует промежутку времени $[t_0-2\tau...t_0+2\tau]$).

Демонстрационные расчеты проведены для максимальной спектральной интенсивности лазерного импульса 113 Вт/см^{2}пкм (энергия узкополосного лазерного импульса $E_L=10^{-3}$ Дж, широкополосного – $E_L=0.0288$ Дж). Лазеры с такими характеристиками излучения применялись уже в реальных экспериментах по применению ЛИФ для диагностики плазмы [16–19], *но без совмещения с пучковой диагностикой.* При этом для рассматриваемых параметров величина электрического поля лазерной волны $F_L\sim10^{-2}$ В/см и соответствующая ей частота Раби $\Omega_0=\left(\frac{d_0F_L}{\hbar}\right)=5.09\cdot10^8\,\text{с}^{-1}$ на много порядков меньше индуцированного электродинамического поля и MSE расщепления штарковских подуровней соответственно [20]. Действительно, даже в условиях насыщения частота Раби порядка радиационной ширины [20], что естественным образом много меньше штарковского расщепления. *Это указывает на высокую чувствительность РЛИФ как инструмента диагностики!* Наш выбор реалистичных лазерных параметров вовсе не означает привязки постановки и расчетов применительно к какой-то экспериментальной установке или планируемому эксперименту. Такая привязка представляет собой отдельную сложную проблему [5], и не является целью нашей краткой заметки, которая посвящена изучению основных принципиальных закономерностей.

В случае парциальной кинетики по выбранной постановке направление волнового вектора лазерного излучения параллельно магнитному полю и перпендикулярно направлению скорости пучка. При этом вектор поляризации лазерного излучения параллелен направлению индуцированного электрического поля, что ограничивает возбуждение массивом штарковских переходов с поляризацией вдоль электрического поля, т.е. π-компонентами, соответствующими линии H-альфа. В случае одномерной кинетики по главным квантовым числам воздействие лазерного излучения испытывает только один переход $n=2\rightarrow n=3$, описание которого скорее носит феноменологический характер и не может зависеть от поляризационных характеристик лазера, тем самым в этом случае предполагается, что все штарковские π- и σ-компоненты возбуждаются в равной степени.

3. Результаты расчетов населенностей уровней при MSE + ЛИФ. Для анализа результатов кинетических расчетов вводится отношение среднего значения населенности возбуждаемого уровня $<N_i>$ к населенности N_{i0}, отвечающей стационарному решению системы кинетических уравнений в отсутствии лазерного импульса. Это среднее значение $<N_i>$ определяется отношением интеграла от значений населенности в течение импульса к его длительности $<N_i>=\frac{1}{50}\int\limits_0^{50}N_i(t)dt$. Выбранный интервал времени наблюдения позволяет проследить за эволюцией населенностей во времени под действием лазерного излучения, и при этом он много меньше времени действия пучка нейтрального водорода.

На рисунке 2 представлена зависимость отношения средней населенности уровней с $n=2$ и $n=3$ к их стационарным значениям в зависимости от плотности протонов плазмы. На рисунке 2а энергия лазерного импульса равна $E_L=0.00288$ Дж, на рис. 2b – $E_L=0.0288$ Дж. Выбор этих значений энергии лазерного импульса обусловлен выполнением условия равенства спектральной интенсивности излучения узко- и широкополосного лазерного импульсов (в случае узкополосного импульса взяты значения $E_L=10^{-4}$ и $E_L=10^{-3}$ Дж). Кривые *1* и *2* на рис. 2 соответствуют населенностям уровней с $n=2$ и $n=3$, рассчитанным по парциальной nkm-модели, кривые *3* и *4* – населенность уровня $n=2$ и $n=3$ соответственно по n-модели.

Отметим, что, несмотря на некоторое отличие в деталях, поведение населенностей одного и того же уровня более-менее подобно в обеих моделях. Видно, что в основном спад населенности нижнего уровня отвечает подъему населенности верхнего, что естественно при фотонакачке. В целом n-модель является более грубым описанием кинетики и не описывает все ее детали, что вполне закономерно. Как видно

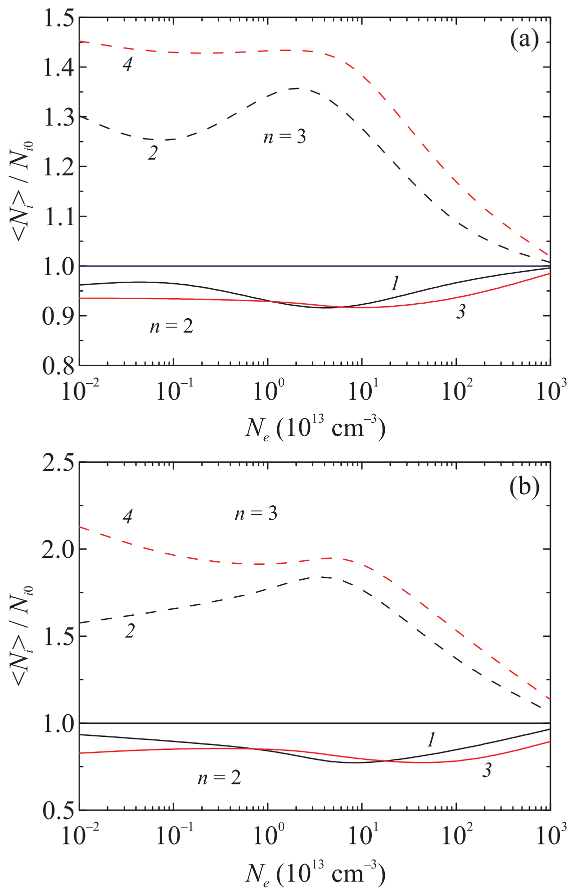

Рис. 2. (Цветной онлайн) Зависимость отношения средней населенности уровней с $n = 2$ и $n = 3$ к их стационарному значению в зависимости от плотности протонов плазмы. Лазер действует на переходы между $n = 3$ и $n = 2$, спектральная ширина лазерного импульса $\Delta\omega_L = 1.26 \cdot 10^{13}\,\text{с}^{-1}$ ($\Delta\lambda = 2.89$ нм), (a) – энергия лазерного импульса $E_L = 0.00288$ Дж; (b) – энергия лазерного импульса $E_L = 0.0288$ Дж; *1* – населенность уровня с $n = 2$, решение парциальной системы; *2* – населенность уровня с $n = 3$, решение парциальной системы; *3* – населенность уровня с $n = 2$, решение n-модели; *4* – населенность уровня с $n = 3$, решение n-модели

из рис. 2, при увеличении энергии импульса на порядок абсолютные значения по оси ординат становятся больше, что и отвечает более интенсивной фотонакачке, однако основные закономерности при увеличении энергии импульса на рис. 2 аналогичны. Видно, что в области малых плотностей в парциальной модели населенность нижнего уровня падает, а верхнего – растет, в то время как n-модель демонстрирует для нижнего уровня слабый рост, а для верхнего – падение. Как видно из рис. 2, динамические населенности при увеличении плотности стремятся к статистическим значениям, а в случае рассматриваемой системы практически сравниваются, что приводит к полному подавлению сигнала флуоресценции. На рисунке 3 представлено поведение отноше-

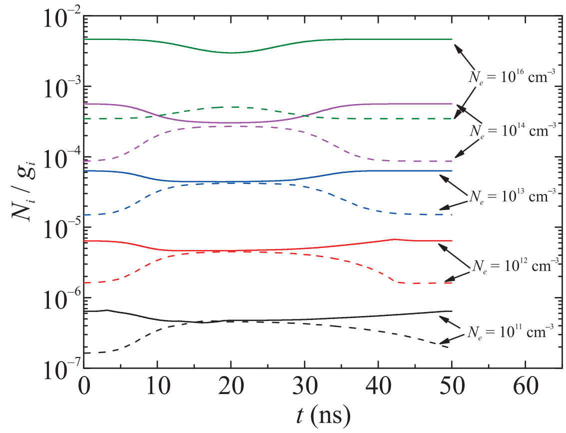

Рис. 3. (Цветной онлайн) Зависимости от времени населенностей уровней с $n = 2$ и $n = 3$, при различных плотностях плазмы, рассчитанные в n—модели. Лазер действует на переход между $n = 3$ и $n = 2$, спектральная ширина лазерного импульса $\Delta\omega_{\rm St} = 1.26 \cdot 10^{13}\,\text{c}^{-1}$ ($\Delta\lambda = 2.89$ нм), энергия – $E_L = 0.0288$ Дж. Сплошные линии – $n = 2$; пунктирные линии – $n = 3$

ния населенностей к статистическим весам уровней $n = 2$ и $n = 3$ в зависимости от времени, при различных плотностях плазмы, рассчитанные в n-модели и энергии лазерного импульса. Отсчет времени ведется от установления стационарного распределения населенностей в пучке. Время действия лазера мало по сравнению со временем работы пучка, поэтому на рис. 3, 4 можно проследить процесс релаксации возбужденных населенностей к их стационарным значениям после спада лазерного импульса. Сплошные линии – $n = 2$; пунктирные линии – $n = 3$. Видно, что в области малых плотностей для значений времени, отвечающим максимальной интенсивности лазерного излучения, наблюдается эффект насыщения – выравнивание населенностей нижнего и верхнего уровней. При этом населенность нижнего уровня немного уменьшается, в то время как населенность верхнего испытывает заметное увеличение. Однако при дальнейшем росте плотности эффект насыщения не реализуется из-за роста столкновительной релаксации. На рисунке 4 приведены аналогичные рис. 3 зависимости, но рассчитанные по парциальной модели. Сплошные линии – $n = 2$; пунктирные линии – $n = 3$. При общем подобии закономерностей, приведенных на обоих рисунках, следует указать на сдвиг значений отношений в большую сторону для парциальной модели и более сильное влияние столкновительной

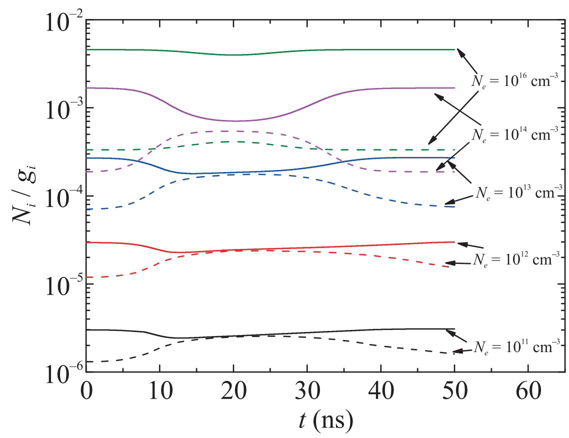

Рис. 4. (Цветной онлайн) Зависимости от времени населенностей уровней с $n = 2$ и $n = 3$ при различных плотностях плазмы, рассчитанные в парциальной модели. Лазер действует на переходы между $n = 3$ и $n = 2$, спектральная ширина лазерного импульса $\Delta\omega_{\mathrm{St}} = 1.26 \cdot 10^{13}$ с$^{-1}$ ($\Delta\lambda = 2.89$ нм), энергия $E_L = 0.0288$ Дж. Сплошные линии – $n = 2$; пунктирные линии – $n = 3$

релаксации для больших плотностей, приводящее к большему различию населенностей верхнего и нижнего уровней, чем в n-модели. На рисунке 5 приведены зависимости от времени относительных к стационарному значению населенностей уровней с $n = 2$ и $n = 3$ при различных плотностях плазмы, рассчитанные по n-модели при энергии лазерного импульса $E_L = 0.0288$ Дж. Сплошные линии – $n = 2$;

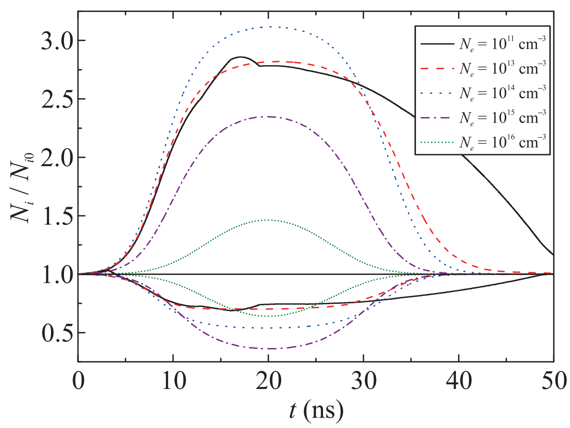

Рис. 5. (Цветной онлайн) Зависимости от времени относительных к стационарному значению населенностей уровней с $n = 2$ и $n = 3$ при различных плотностях плазмы в n-модели. Лазер действует на переходы между $n = 3$ и $n = 2$, ширина лазерного импульса $\Delta\omega_{\mathrm{St}} = 1.26 \cdot 10^{13}$ с$^{-1}$ ($\Delta\lambda = 2.89$ нм), энергия $E_L = 0.0288$ Дж. Сплошные линии – $n = 2$; пунктирные линии – $n = 3$

пунктирные линии – $n = 3$. Видно, что резонансная флуоресценция лазерного излучения приводит к увеличению населенности верхнего уровня и падению населенности нижнего, что и составляет суть сигнала флуоресценции. Как видно, по мере увеличения плотности, сигнал флуоресценции подавляется, что сигнализирует о приближении динамических населенностей к статистическому пределу. На рисунке 6 приведены зависимости от времени относительных

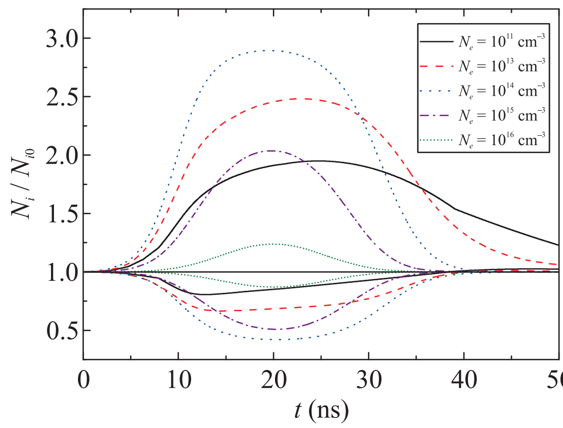

Рис. 6. (Цветной онлайн) Зависимости от времени относительных к стационарному значению населенностей уровней с $n = 2$ и $n = 3$ при различных плотностях плазмы, рассчитанные в парциальной модели. Лазер действует на все переходы между $n = 3$ и $n = 2$, ширина лазерного импульса $\Delta\omega_{\mathrm{St}} = 1.26 \cdot 10^{13}$ с$^{-1}$ ($\Delta\lambda = 2.89$ нм), энергия $E_L = 0.0288$ Дж. Сплошные линии – $n = 2$; пунктирные линии – $n = 3$

по отношению к стационарному значению населенностей уровней с $n = 2$ и $n = 3$ при различных плотностях плазмы, рассчитанные по парциальной модели при энергии лазерного импульса $E_L = 0.0288$ Дж. Сплошные линии – $n = 2$; пунктирные линии – $n = 3$. Видно, что резонансная флуоресценция лазерного излучения, как и на рис. 5, приводит к увеличению населенности верхнего уровня и падению населенности нижнего. Как видно, по мере увеличения плотности сигнал флуоресценции подавляется, что свидетельствует о приближении динамических населенностей к статистическому пределу. По сравнению с n-моделью амплитуды сигналов флуоресценции несколько меньше, а их полуширина во времени больше. На рисунке 7 представлены зависимости от времени парциальных относительных (в единицах стационарного значения) населенностей уровней с $nkm = 210$ и $nkm = 320$, при различных плотностях плазмы, рассчитанные парциальной системой при энергии лазерного импульса $E_L = 0.0288$ Дж. Сплошные линии – $nkm = 210$; пунктирные линии –

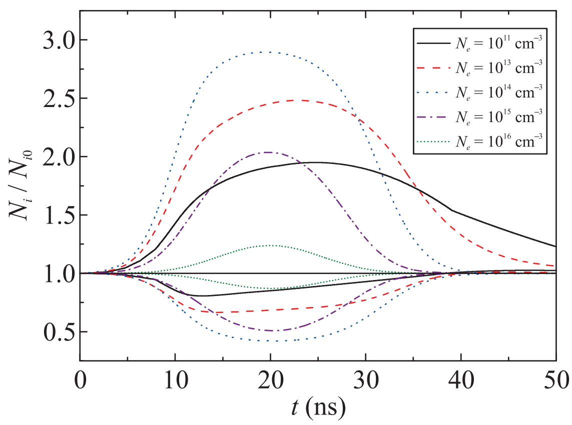

Рис. 7. (Цветной онлайн) Зависимости от времени относительных к стационарному значению населенностей уровней с $nkm = 210$ и $nkm = 320$, при различных плотностях плазмы, рассчитанные в парциальной модели. Лазер действует на все переходы между $n = 3$ и $n = 2$, спектральная ширина лазерного импульса $\Delta\omega_{\mathrm{St}} = 1.26 \cdot 10^{13}$ с$^{-1}$ ($\Delta\lambda = 2.89$ нм), $E_L = 0.0288$ Дж. Сплошные линии – $nkm = 210$; пунктирные линии – $nkm = 320$ (k, m – электрическое и магнитное квантовое число соответственно [7–9])

$nkm = 320$. Как видно, по мере увеличения плотности сигнал флуоресценции подавляется, что также свидетельствует о приближении парциальных динамических населенностей к статистическому пределу. Заметим, что населенности $N_i(t)$ при малых плотностях начинают "чувствовать" лазер гораздо раньше, уже при $t = 5$ нс, а после прекращения воздействия лазера при малой плотности $N_e = 10^{11}$ см$^{-3}$ долго релаксируют к начальным условиям, что связано с доминированием канала радиационного распада. При большой плотности плазмы лазер уже не оказывает заметного влияния на населенности. Кроме того, при 10^{15}–10^{16} см$^{-3}$ скоростные коэффициенты возбуждения/девозбуждения превосходят радиационные члены в кинетических уравнениях. Временные минимум у уровня 2 и максимум уровня 3 не совпадают потому, что временная кинетика заполнения этих уровней различна в силу несовпадения числа переходов с других подуровней и их скоростных коэффициентов. Косвенно это подтверждается сравнением рис. 6 и 7. На рисунке 6, где n-модель, максимумы уровней 2 и 3 достигаются примерно в одно время, так как в n-модели лазер возбуждает только один переход. Следует отметить, что ранее лазерная флуоресценция использовалась для диагностики плазмы термоядерных установок [16–19] без совмещения с пучковой диагностикой.

Таким образом, эффект подавления сигнала резонансной флуоресценции по мере увеличения плотности плазмы проявляется во всех трех вариантах рассмотрения!

4. Заключение. На основе анализа кинетики населенностей штарковских подуровней атомов пучка нейтралов в термоядерной плазме с помощью многомерной и одномерной столкновительно-радиационной модели получены зависимости населенностей от плотности плазмы и энергии лазерного импульса, а также прослежена временная эволюция населенностей в течение лазерного импульса РЛИФ. Таким образом, динамический характер населенностей, в более широком значении этого термина, обусловлен атомной кинетикой – в данном случае в основном столкновениями с протонами плазмы и радиационным распадом уровней, тогда как статистические населенности пропорциональны статвесам и не зависят от механизмов заселения. Рассмотрена также временная динамика сигнала РЛИФ при различных плотностях плазмы. Тем самым продемонстрировано, что сигнал лазерной флуоресценции может служить в качестве весьма чувствительного теста кинетики заселения атомных уровней. Продемонстрирован эффект подавления сигнала флуоресценции в системе пучок нейтралов – плазма в магнитном поле при увеличении плотности плазмы, связанный со стремлением динамических населенностей к статистическому пределу. Ясно, что при бесконечном увеличении плотности в любой атомной системе происходит переход к статистически равновесному заселению состояний. В данной работе такой переход прослежен для физически интересной системы нейтральных пучков, используемых для диагностики термоядерной плазмы (включая определение плотности и других параметров). Эти результаты представляют интерес как в контексте подтверждения выводов квантовой теории Шредингера атома водорода и водородоподобных систем, так и для приложений в пучково-лазерной диагностике плазмы.

Авторы признательны А. В. Горбунову и И. А. Земцову за обсуждение ЛИФ и MSE диагностик соответственно.

Финансирование работы. Данная работа выполнена в рамках Государственного задания Национального исследовательского центра "Курчатовский институт". Никаких дополнительных грантов на проведение или руководство данным конкретным исследованием получено не было.

Конфликт интересов. Авторы данной работы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

1. E. L. Foley and F. D. Levinton, Rev. Sci. Instrum. **84**, 043110 (2013).

2. M. von Hellermann, M. De Bock, O. Marchuk, D. Reiter, S. Serov, and M. Walsh, Atoms **7**, 30 (2019).
3. O. Marchuk, D. R. Shultz, and Yu. Ralchenko, Atoms **8**, 8 (2020).
4. А. В. Демура, Д. С. Леонтьев, В. С. Лисица, ЖЭТФ **165**(3), 341 (2024).
5. И. А. Земцов, В. С. Неверов, А. Р. Немец, В. А. Крупин, А. А. Пшенов, В. И. Давыденко, Н. В. Ступишин, Физика плазмы **50**(4), 442 (2024).
6. P. Balazs, M. von Hellermann, A. Yu. Shabashov, O. Asztalos, and G. I. Pokol, J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. **58**, 065701 (2025).
7. Г. Бете, *Квантовая механика простейших систем*, ОНТИ, Харьков (1935) [H. A. Bethe, *Handbuch der Physik*, ed. by von A. Smekal, Springer, Berlin (1933), p. 273].
8. Г. Бете, Э. Солпитер, *Квантовая механика атомов с одним и двумя электронами*, ГИФМЛ, Москва (1960).
9. N. Ryde, *Atoms and Molecules in Electric Fields*, Almqvist&Wicksell Int., Stockholm (1976).
10. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, *Квантовая механика. Нерелятивистская теория*, Физматлит, М. (2002), т. III.
11. И. И. Собельман, *Введение в теорию атомных спектров*, ГИФМЛ, М. (1963).
12. Л. А. Вайнштейн, И. И. Собельман, Е. А. Юков, *Возбуждение атомов и уширение спектральных линий*, Наука, М. (1979).
13. H. Mark and R. Wierl, Z. fur Physik **57**(7–8), 494 (1929).
14. E. Schreodinger, Ann. der Physik **80**, 437 (1926).
15. P. S. Epstein, Phys. Rev. **28**, 695 (1926).
16. А. В. Горбунов, Д. А. Шуваев, И. В. Москаленко, Физика плазмы **38**(7), 627 (2012).
17. A. Gorbunov, E. Mukhin, E. Berik, K. Vukolov, V. S. Lisitsa, A. S. Kukushkin, M. G. Levashova, R. Barnsley, G. Vayakis, and M. J. Walsh, Fusion Eng. Des. **123**, 695 (2017).
18. A. Gorbunov, E. Mukhin, E. Berik, M. Melkumov, N. A. Babinov, G. S. Kurskiev, S. Yu. Tolstyakov, K. Yu. Vukolov, V. S. Lisitsa, M. G. Levasova, P. Andrew, M. Kempenaars, G. Vayakis, and M. J. Walsh, Fusion Eng. Des. **146**, 2703 (2019).
19. A. Gorbunov, E. Mukhin, J. M. M. Burgos, D. Krivoruchko, K. Vukolov, G. Kurskiev, and S. Tolstyakov, Plasma Phys. Control. Fusion **64**, 115004 (2022).
20. C. Foot, *Atomic Physics*, Oxford University Press, Oxford (2005).